

Longitudinale Röntgendetektierte Ferromagnetische Resonanz

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigt an der Fakultät für Physik
der Universität Duisburg–Essen
(Campus Duisburg)

vorgelegt von

Katharina J. Ollefs
aus Moers

2012

Referent: Prof. Dr. Michael Farle
Korreferent: Prof. Dr. Andreas Ney
Tag der mündlichen Prüfung: 21. Dezember 2012

Abstract

In this thesis the development and setup of a novel apparatus for X-ray detected ferromagnetic resonance (XFMR) in the longitudinal geometry is described. For the first time XFMR is detected via the drain current compensating for the emitted electrons induced by the X-ray absorption. The novel experimental setup allows for simultaneous detection of the conventional and the XFMR signal by measuring the reflected microwave power and the electron yield of the X-ray absorption at the same time. The frequency and the amplitude of the microwave can be continuously adjusted within the reach of the microwave generator and amplifier. This also enables frequency dependent FMR measurements. Furthermore the experimental setup is completely ultrahigh vacuum compatible and can be inserted into synchrotron beamlines for both hard and soft X-ray measurements.

Element-specific XMCD based XFMR measurements have been performed at both Fe $L_{3,2}$ and Co $L_{3,2}$ -edges. Due to the limited microwave excitation in order to exclude large perturbation of the system and thermal effects the cone angle of the precessing magnetization is small generating a rather small signal amplitude for the longitudinal detection geometry.

Therefore a detailed analysis of the physical phenomena involved for simultaneous absorption of microwaves and X-rays and its detection is necessary. It allows to separate nonelementspecific and nonmagnetic signals from the XFMR signal connected to the precessing magnetization via the X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) effect. One of the major aspects is the change in temperature of the sample which in turn leads to a change in the parameters like e.g. electrical resistance, lattice structure or magnetization. Furthermore the field distribution of the microwave field in front of the sample surface and effects due to experimental instabilities with time were considered to design the experimental setup and measurement routine in order to suppress those effects. Both the external field dependence and photon-energy dependence of XFMR signatures are investigated. An individual evaluation for the XFMR signals recorded for σ^+ and σ^- polarized X-rays reveals different behavior for both Fe and Co in the field dependent as well as in the photon-energy dependent spectra indicating different behavior for majority and minority electrons in Fe and Co and an opposite sign of the signals for the two elements.

Kurzfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine neuartige Messapparatur zur Detektion der Ferromagnetischen Resonanz mittels Röntgenabsorption (XFMR) in longitudinaler Geometrie aufgebaut. Als Detektionsmechanismus wird bei den Messungen erstmalig der Kompensationsstrom verwendet, der durch die bei der Röntgenabsorption ausgelösten Elektronen entsteht. Die Messapparatur erlaubt neben der Detektion der Röntgenabsorption auch die gleichzeitige Messung der konventionellen Ferromagnetischen Resonanz (FMR) über die reflektierte Mikrowellenleistung. Die Mikrowellenfrequenz und Amplitude sind dabei frei wählbar und können im Rahmen des Mikrowellengenerators und des Mikrowellenverstärkers gezielt eingestellt werden, sodass auch frequenzabhängige Messungen der FMR möglich sind. Der Messaufbau ist dabei vollständig Ultrahochvakuumkompatibel und kann an Synchrotron-Strahllinien sowohl im harten als auch im weichen Röntgenbereich eingesetzt werden.

Zur Untersuchung der elementspezifischen Magnetisierungsdynamik wurden Röntgenzirkulardichroismus (XMCD) basierte XFMR Messungen sowohl an der Fe $L_{3,2}$ als auch an der Co $L_{3,2}$ -Kante durchgeführt. Aufgrund der geringen Mikrowellenleistung, die verwendet wurde, um eine zu starke Störung des Systems und thermische Effekte zu verhindern, ist der Öffnungswinkel der präzedierenden Magnetisierung klein ($< 1^\circ$) und somit die Signalstärke in der longitudinalen Geometrie sehr gering. Folglich ist eine sorgfältige Analyse der physikalischen Effekte, die mit der Absorption von Mikrowellen und Röntgenstrahlung und deren Detektion zusammenhängen, notwendig. Diese erlaubt die Separation der daraus resultierenden nicht-elementspezifischen und nicht-magnetischen Signalen von den auf die Magnetisierung empfindlichen durch den XMCD-Effekt hervorgerufenen XFMR-Signalen. Als ein wesentlicher Einfluss wurde dabei die Temperaturänderung der Probe und die damit verbundene Änderung der elektrischen Leitfähigkeit, der Kristallstruktur oder der Magnetisierung identifiziert. Auch die Veränderung der Magnetfeldverteilung vor der Probe und Zeiteffekte wurden berücksichtigt, indem die Messapparatur und die verwendeten Messroutinen derart optimiert wurden, dass diese Effekte minimiert werden. XFMR-Messungen wurden sowohl in Abhängigkeit von der Photonenenergie als auch von dem externen Magnetfeld durchgeführt. Hierbei zeigte sich bei genauer Analyse nach den Polarisationsrichtungen σ^+ und σ^- , dass das XFMR-Signal für eine Polarisationsrichtung deutlicher ausgeprägt ist und sich für die Elemente Co und Fe umgekehrtes Verhalten zeigt.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	vii
1 Theoretische Grundlagen	1
1.1 Magnetismus/Dynamik	1
1.2 Wechselwirkung Röntgenstrahlung Materie	11
2 Experimentelle Methode der XFMR	17
3 Experimentelles	22
3.1 Mikrowellenanregung und -Absorption (klassische FMR)	22
3.2 Methoden der Röntgenabsorption	28
3.3 Proben	33
3.3.1 Proben zur Probenstromdetektion	33
3.3.2 Proben zur Röntgenfluoreszenzmessung	42
3.3.3 Proben zur Röntgentransmissionsmessung	45
3.4 Messaufbau	48
3.4.1 Messroutinen	53
4 Nicht elementspezifische FMR	57
4.1 Einfluss auf den Probenstrom	58
4.2 Einfluss auf die Röntgenphotonen	65
4.3 Zeiteffekte	72
5 Elementspezifische FMR	76
5.1 Photonenspektren	77
5.1.1 Einfluss auf die Fe L _{3,2} -Kanten	78
5.1.2 Einfluss auf die Co L _{3,2} -Kanten	81
5.2 Elementspezifische feldabhängige FMR	84
5.2.1 Messung an der Fe L ₃ -Kante	84
5.2.2 Messung an der Co L ₃ -Kante	88
5.3 Diskussion	90
6 Zusammenfassung und Ausblick	97

A	100
A.1 Absorptionskanten und Synchrotrondaten	100
A.2 Magnetfeldkalibrierung	102
A.3 Phasensignal	103
A.4 Datenauswertung	104
Literaturverzeichnis	116
Danksagung	117

Einleitung: Warum ist der Röntgenblick auf die Magnetisierungsdynamik interessant?

Das gegenwärtige, stark technologisch geprägte Interesse an magnetischer Sensorik, Datenverarbeitung und Datenspeicherung hat in den letzten Jahren zu einem großen Fortschritt in der magnetischen Dünnschichttechnologie und immer komplexeren Materialkombinationen in Form von magnetischen Heterosystemen und magnetischen Legierungen geführt [1, 2]. Für die verschiedenen Anwendungen sind dabei neben den statischen besonders die *dynamischen* magnetischen Eigenschaften entscheidend, da besonders schnelle Reorientierung der Magnetisierungsrichtung im Bereich von Mikro- bis Nanosekunden für die Anwendung interessant ist. In den damit verbundenen Frequenzbereichen im MHz bis GHz Bereich dominieren die fundamentalen Prozesse von Spindynamik bzw. Spinrelaxation. Die dabei beteiligten Prozesse sind dabei zum einen von den intrinsischen Materialeigenschaften und Kopplungsmechanismen (in binären und ternären Legierungen) der verschiedenen Elemente, und zum anderen durch extrinsische Einflüsse, wie beispielsweise Defekte, Oberflächenstruktur oder Wechselwirkung mit anderen magnetischen Strukturen beeinflusst [3]. Neben dem grundlegenden Interesse ist es also auch für die weitere technologische Entwicklung entscheidend, ein vertieftes Verständnis der zugrundeliegenden Mechanismen zu erlangen, so dass sich die Detektion und Untersuchung der Spindynamik zu einem weiten und wichtigen Forschungsfeld entwickelt hat. Besonders die gezielte Untersuchung der verschiedenen beteiligten Elemente durch die Ausnutzung der elementspezifischen Röntgenabsorption hat dabei eine zunehmend große Bedeutung.

Bei der Untersuchung der Spindynamik kann man eine Einteilung der Experimente treffen, indem man zwischen Experimenten im Gleichgewicht mit einer kontinuierlichen Anregung und sogenannten Pump-Probe-Experimenten, bei denen das Spinsystem durch einen Puls angeregt wird und die freie Relaxation durch einen Messpuls (Probe) gemessen wird, unterscheidet.

Zusätzlich kann man eine generelle Unterscheidung in Messung im Frequenzraum (wie bei der konventionellen FMR quasistatisch) oder im Zeitraum treffen, wobei die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung (in der Regel stroboskopisch) aufgezeichnet wird.

Eine der etabliertesten experimentellen Methoden zur Untersuchung der Spindynamik im Frequenzraum ist die Ferromagnetische Resonanz (FMR). Dabei wird durch eine kontinuierliche Einstrahlung einer Mikrowelle das Spinsystem gleichbleibend angeregt und somit ein durch die Spinrelaxation dynamisches Gleichgewicht betrachtet. Besonders für dünne ausgedehnte Filme und kleine Anregung ist eine theoretische Beschreibung auf Basis der LANDAU-LIFSHITZ-Gleichung möglich. Aufgrund der Komplexität der modernen Bauteile und verwendeten Materialien ist allerdings eine direkte Analyse der magnetischen Eigenschaften der einzelnen chemischen Elemente wünschenswert. Die Elementspezifität des Röntgenzirkulardichroismus erlaubt eben dieses, sodass bereits zahlreiche experimentelle Methoden entwickelt wurden, um die magnetischen Eigenschaften sowohl statisch als auch dynamisch zu untersuchen [4]. Eine dieser Methoden ist die Kombination der resonanten Mikrowellenanregung (der Ferromagnetischen Resonanz) mit der Detektion durch Röntgenabsorption [5, 6]. Neben der Elementspezifität bietet die Detektion mittels des Effektes des Röntgenzirkulardichroismus aufgrund der Tatsache, dass die Projektion der Magnetisierung auf den \vec{k} -Vektor der Röntgenstrahlung gemessen wird, die Möglichkeit, die transversale und die longitudinale Komponente der Magnetisierungspräzession getrennt zu untersuchen. Dies erlaubt, wie in Kapitel 2 beschrieben, sich so den Fragestellungen nach longitudinalen und transversalen Dämpfungsmechanismen zu zuwenden. Bei bisherigen Experimenten wurde mit hohen Anregungsamplituden gearbeitet, um durch einen großen Öffnungswinkel der Präzession ein großes Messsignal zu erhalten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit einem eigens dafür konzipierten, experimentellen Aufbau Röntgendetektierter Ferromagnetische Resonanz in longitudinaler Geometrie gemessen. Zur Detektion wird der Kompensationsstrom der durch die Röntgenabsorption ausgelösten Elektronen verwendet. Durch eine sorgfältige Analyse der beteiligten, für die Messung relevanten, physikalischen Prozesse können so Schwierigkeiten in der Detektion und mögliche fehlerhafte Interpretationen solcher XFMR-Signale aufgezeigt werden, wie sie auch in der Literatur zu finden sind.

Die vorliegende Arbeit ist dabei wie folgt gegliedert:

Im **ersten Kapitel** werden die theoretischen Grundlagen des Magnetismus und der damit verbundenen Spindynamik sowie der Ferromagnetischen Resonanz erörtert. Außerdem werden die Grundlagen der Wechselwirkung von Röntgenstrahlung und Materie als physikalische Basis der Röntgenabsorptionsspektroskopie erläutert. Diese Modelle bilden die Grundlage für die Beschreibung der Röntgendetektierten Ferromagnetischen Resonanz, die Gegenstand der Arbeit ist.

Im **zweiten Kapitel** wird eine Einführung in die Röntgendetektierte Ferromagnetische Resonanz gegeben und die verschiedenen, damit verwandten experimentellen Ansätze aufgezeigt. Anschließend wird der für diese Arbeit entwickelte Aufbau zur Röntgendetektierten Ferromagnetischen Resonanz vorgestellt.

In **Kapitel drei** werden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und verwendeten experimentellen Anlagen beschrieben. Dabei werden die physikalischen Grundlagen der Signaldetektion und der Mikrowellenanregung bei der Ferromagnetischen Resonanz aufgezeigt, wie sie auch für die Röntgendetektierte Ferromagnetische Resonanz relevant sind. Zudem werden die Erzeugung der Synchrotronstrahlung und die verschiedenen Strahllinien dargestellt, wobei besonders auf die für die Durchführung der Experimente wichtigen Betriebsmodi eingegangen wird. Außerdem werden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und für die verschiedenen Experimente optimierten Proben und deren Herstellung, strukturelle Charakterisierung, wie auch die Charakterisierung mittels konventioneller Ferromagnetischer Resonanz und Röntgenabsorptionsspektroskopie vorgestellt.

Im **vierten Kapitel** werden Effekte diskutiert, die sich in der Wechselwirkung zwischen Röntgenabsorption und Ferromagnetischer Resonanz zeigen, aber nicht in direktem Zusammenhang mit der resonanten Absorption an den Absorptionskanten stehen und somit nicht mit dem Röntgenzirkulardichroismus und damit mit der Änderung der Magnetisierung der Probe verbunden sind. Dabei werden verschiedene Effekte aufgezeigt und besonders der Unterschied durch die verschiedenen Detektionskanäle der Photonen- und der Elektronendetektion im harten und weichen Röntgenbereich illustriert. Diese Effekte werden im Zusammenhang mit anderen in der Literatur veröffentlichten Arbeiten dargelegt.

Im **fünften Kapitel** werden die Ergebnisse dargestellt, bei denen durch die resonante Absorption von Röntgenstrahlung an den Absorptionskanten und den Röntgenzirkulardichroismus die Ferromagnetische Resonanz detektiert wird. Hierbei werden zwei verschiedene Möglichkeiten, XFMR-Spektren auszunehmen, verwendet: zum einen Messungen an den Co bzw. Fe $L_{3,2}$ -Kanten als Funktion der Photonenenergie, zum anderen Spektren bei fester Photonenergie als Funktion des externen Magnetfeldes, wie es auch zur Detektion der konventionellen FMR verwendet wird. Bei der Interpretation werden die Grenzen der zur klassischen Beschreibung verwendeten theoretischen Modelle aufgezeigt und mögliche Interpretationsansätze auf mikroskopischer Basis skizziert. Die Weiterentwicklung der XFMR in Kombination mit der Ortsauflösung wird mit ersten Experimenten gezeigt.

Im **sechsten Kapitel** werden die Effekte der Detektion der Ferromagnetischen Resonanz mittels Röntgenabsorption zusammengefasst und deren mögliche Anwendung gezeigt. Außerdem werden wichtige auf den Beobachtungen in dieser Arbeit basierende, weiterführende Untersuchungen diskutiert.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen

1.1 Magnetismus/Dynamik

Das magnetische Moment $\vec{\mu}$ ist in der Beschreibung des Magnetismus eine fundamentale Observable. Für ein freies Atom besteht sie aus drei grundlegenden Beiträgen: dem Spin S , der Bahnbewegung des Elektrons um den Kern und der Änderung des Erwartungswertes des Bahndrehimpulses, die durch ein äußeres Magnetfeld induziert wird [7].

Der letzte Beitrag ist universell für alle Materialien vorhanden und wird als *Diamagnetismus* bezeichnet, der in einem induzierten magnetischen Moment resultiert, das antiparallel zum externen Magnetfeld ausgerichtet ist.

Für Atome mit vollständig gefüllten Schalen ist dies der einzige Beitrag. Andere Materialien besitzen intrinsische magnetische Momente, beispielsweise durch ungepaarte Elektronen, die durch ein externes Feld ausgerichtet werden können und so zu *paramagnetischem* Verhalten führen. Materialien, deren magnetische Momente auch ohne externes Magnetfeld bei endlichen Temperaturen langreichweitige Ordnung aufweisen, werden *ferromagnetisch* genannt, wenn die Momente parallel ausgerichtet sind und *antiferromagnetisch*, wenn sie antiparallel ausgerichtet sind und sich gegenseitig kompensieren oder *ferrimagnetisch*, wenn sie sich nur teilweise kompensieren.

Die magnetische Antwort eines Materials auf ein äußeres Magnetfeld \vec{H}_{ext} kann durch den Suszeptibilitätstensor $\underline{\underline{\chi}}$ beschrieben werden:

$$\vec{M} = \underline{\underline{\chi}} \cdot \vec{H}_{ex} \quad (1.1)$$

mit der Magnetisierung \vec{M} gleich dem gemittelten magnetischen Moment $\vec{\mu}$ pro Volumen V des Systems. Im Weiteren wird zur Beschreibung von Magnetfeldern häufig die magnetische Induktion $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}$ verwendet.

Ferromagnetismus

Die spontane Ausrichtung der permanenten magnetischen Momente ohne äußeres Magnetfeld im Ferromagneten unterhalb einer bestimmten Temperatur ist ein quantenmechanischer Effekt. Er kann durch die aus dem Zusammenspiel von COULOMB-Wechselwirkung und PAULI-Prinzip resultierende Austauschwechselwirkung H_{ex} erklärt werden.

Im HEISENBERG-Modell ist die Austauschwechselwirkung H_{ex} zwischen zwei Atomen i, j mit den Elektronenspins S_i und S_j gegeben durch:

$$H_{ex} = -2J\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1.2)$$

mit dem Austauschintegral J , bei dem $J < 0$ für parallele und $J > 0$ für antiparallele Ausrichtung ist. Die Austauschwechselwirkung ist, wie in 1.2 zu erkennen, isotrop; die daraus resultierenden Felder können aber aufgrund der Symmetrie des Mehrelektronensystems auch anisotrop sein. Die Austauschwechselwirkung kann phänomenologisch durch ein starkes internes Magnetfeld, das WEISS-Feld (auch bekannt als Austauschfeld oder Molekularfeld), beschrieben werden. In dieser Beschreibung werden lokalisierte Momente angenommen. Diese Annahme ist sinnvoll für Isolatoren; bei den $3d$ -Übergangsmetallen Eisen (Fe), Kobalt (Co) oder Nickel (Ni) basiert der Magnetismus hingegen auf den Spins der $3d$ -Elektronen, die zur Leitfähigkeit beitragen und somit delokalisierten Natur sind (auch als itinerante magnetische Momente bekannt).

Elektrische Leitfähigkeit und Austauschwechselwirkung werden häufig im STONER-Modell beschrieben [8]. Dieses Modell nimmt eine gleiche Zustandsdichte (DOS) für beide Spinrichtungen an, die allerdings für Spin \uparrow und Spin \downarrow um einen bestimmten Energiebetrag, die Austauschspaltung Δ , gegeneinander verschoben ist. Eine schematische Darstellung zur Illustration der spinaufgespaltenen Zustandsdichten ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Das Kriterium für das Auftreten von Ferromagnetismus, das STONER-Kriterium, besagt, dass eine große Anzahl von Zuständen in der Nähe der FERMI-Energie E_F und eine starke Austauschwechselwirkung notwendig sind:

$$I \cdot \tilde{D}(E_F) > 1 \quad (1.3)$$

mit der Zustandsdichte pro Atom und pro Spinrichtung \tilde{D} und dem STONER-Parameter I , der die Energieabsenkung durch Elektronenkorrelation beschreibt. Da (bei $T = 0K$) die beiden Energiebänder im Gleichgewicht bis zur selben Energie, der FERMI-Energie E_F , gefüllt sind, wird das Band mit der Spinrichtung der niedrigeren Energie von mehr Elektronen besetzt. Dieses Band, in dem Elektronenspin und Magnetisierung antiparallel ausgerichtet sind, wird deshalb auch Majoritätsband genannt. Entsprechend bezeichnet man das Band mit höherer Energie als Minoritätsband.

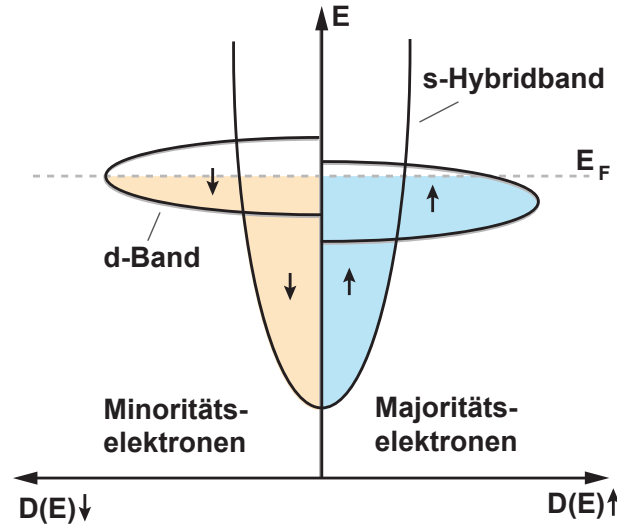


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Zustandsdichte im 3d-Ferromagneten nach dem STONER-Modell: Das d -Band ist durch die Austauschwechselwirkung aufgespalten in Majoritäts- und Minoritätselektronen, während das s -Band spinentartet ist (das p -Band wurde vernachlässigt). Dabei sind die Majoritätselektronen energetisch erniedrigt.

Anisotropie

Die Energie des magnetischen Grundzustandes eines magnetischen Systems ist im Allgemeinen abhängig von der Richtung der Magnetisierung. Diese Energie wird auch als freies Energiedichtefunktional F (kurz Freie Energiedichte) beschrieben (gemäß der Konvention in [9]).

$$dF = \vec{M} \cdot d\vec{B}_{eff} \quad (1.4)$$

In Abwesenheit eines externen Magnetfeldes werden die Richtungen mit minimaler Energie als Magnetisierungsrichtungen bevorzugt. Diese Richtungen werden als leichte Richtungen bezeichnet im Gegensatz zu den Richtungen mit maximaler Energie, die als schwere Richtungen bezeichnet werden. Diese Energiedifferenz, die als magnetische Anisotropie bezeichnet wird, kann dabei mit Rotation der Magnetisierung bezüglich der äußeren Form der Probe (*Formanisotropie*) oder bezüglich der kristallographischen Achsen (*Magnetokristalline Anisotropie*) zusammenhängen. In der weiteren Beschreibung wird das in Abbildung 1.2 dargestellte Koordinatensystem mit Azimutalwinkel ϕ und Polarwinkel θ verwendet.

Die beiden fundamentalen Wechselwirkungen, die maßgeblich für die Entstehung von Anisotropie verantwortlich sind, sind dabei die Spin-Bahn-Wechselwirkung (LS) und die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung [10]. Die Austauschwechselwirkung ist in ihrer Eigenschaft isotrop, da sie nach dem HEISEN-

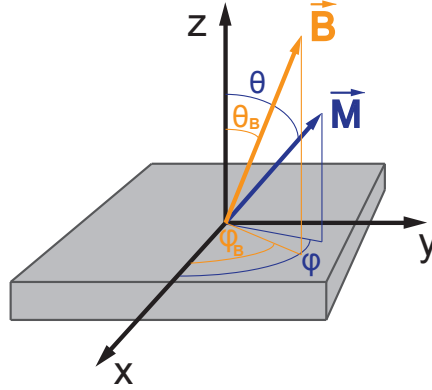


Abbildung 1.2: Darstellung des Koordinatensystems zur Beschreibung der Orientierung der Magnetisierung \vec{M} und des externen Feldes \vec{B} . θ ist dabei der Polar- und ϕ der Azimutalwinkel.

BERG-Modell nur von der relativen Spinausrichtung und nicht von kristallographischen Richtungen abhängig ist. Sie kann aber durch die Symmetrie des Systems trotzdem einen anisotropen Beitrag zur Freien Energie liefern. Dies ist der Fall bei stark variierenden lokalen Anisotropien innerhalb der Probe, die zu einer Fehlausrichtung zwischen verschiedenen Spins führen, wie es beispielsweise bei Grenzflächen der Fall ist. Dort kann es zum sogenannten Pinning von Spins kommen, sodass die Energie durch die Fehlausrichtung erhöht wird.

Magnetische Anisotropie wird im Allgemeinen ferromagnetischen Materialien zugeschrieben; allerdings ist sie keineswegs darauf beschränkt. Anisotropes magnetisches Verhalten kann beispielsweise auch bei paramagnetischen Ionen in einem nicht kugelsymmetrischen Kristallfeld auftreten, z.B. bei Co-dotiertem ZnO [11, 12]. Diese Anisotropie sollte nicht mit der *Magnetokristallinen Anisotropie* von Ferromagneten verwechselt werden.

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung koppelt den Spin der Elektronen an die Bewegungsbahn, welche wiederum an das elektrische Potential mit der Periodizität des Kristallgitters gebunden ist. Diese *Magnetokristalline Anisotropieenergie* wird somit bestimmt durch die Anisotropie des Bahnmomentes $\Delta\mu_l$ und der Spin-Bahn-Kopplungskonstante ξ [13, 14] (mit einem Vorfaktor α , der von der elektronischen Struktur abhängt [15]).

$$E_{MKA} = \alpha \cdot \frac{\xi}{4\mu_B} \cdot \Delta\mu_l \quad (1.5)$$

Die Winkelabhängigkeit der *Magnetokristallinen Anisotropie* wird phänomenologisch beschrieben und lässt sich nach dem Richtungskosinus $\alpha_i = \vec{e}_i \cdot \vec{M}/M$ bezüglich der Kristallhauptachsen $i = x, y, z$ entwickeln. Die dipolaren Wechselwirkungen zwischen nächsten Nachbarn können auch einen Beitrag zur Anisotropie leisten, der jedoch in der Regel zu vernachlässigen ist [16].

An der Oberfläche eines magnetischen Materials ist die Symmetrie der Umgebung eines Spins anders als im Volumenmaterial. Aus diesem Bruch der Symmetrie resultiert der Beitrag der Oberflächenanisotropie oder Grenzflächenanisotropie [17, 18]. Der Einfluss der Oberflächenanisotropie skaliert dabei reziprok mit der Schichtdicke und abhängig von Oberflächenadsorbaten, Oxidation und Abdeckschicht. Dabei sind die beteiligten Mechanismen Gegenstand der aktuellen Forschung [19, 20, 21].

Durch eine Verzerrung des Kristallgitters kann es zu einem weiteren magnetoelastischen Beitrag der Anisotropie kommen[22].

Die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung der magnetischen Momente ist die Ursache für die aus der Form der Probe resultierende *Formanisotropie*. Die Energie zweier magnetischer Momente $\vec{\mu}_i$ und $\vec{\mu}_j$ aufgrund dipolarer Wechselwirkung ist gegeben durch:

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{|\vec{r}_{ij}|^3} - \frac{3(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i)(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{|\vec{r}_{ij}|^5} \right] \quad (1.6)$$

Durch die Überlagerung der Dipole wird durch unkompensierte Momente an den Rändern einer endlich ausgedehnten Probe außerhalb ein Streufeld erzeugt und innerhalb das Entmagnetisierungsfeld B_{Ent} , das der Magnetisierung entgegenwirkt. Die Energie eines Körpers in seinem eigenen Streufeld ist dabei gegeben durch Integration von Entmagnetisierungsfeld und Magnetisierung über das Probenvolumen:

$$E_{Ent} = -\frac{1}{2} \int \vec{M} \cdot \vec{B}_{Ent} dV \quad (1.7)$$

mit dem Entmagnetisierungsfeld \vec{B}_{Ent}

$$\vec{B}_{Ent} = -\underline{\underline{N}} \cdot \mu_0 \cdot \vec{M} \quad (1.8)$$

$\underline{\underline{N}}$ ist dabei der Entmagnetisierungstensor mit der Spur 1. In einem in x und y ausgedehnten dünnen Film verschwinden die x- und y- Komponenten ($N_{xx,yy} = 0$) und der Entmagnetisierungsfaktor entlang der z-Richtung wird $N_{zz} = 1$. Dadurch ergibt sich ein Beitrag zur freien Energiedichte von [9]:

$$F_{Form} = -\vec{M} \cdot \vec{B}_{Ent} = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot M_z^2 = \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot M^2 \cos^2 \theta \quad (1.9)$$

Da dieser Beitrag minimal wird, wenn die Magnetisierung in der Probenebene liegt, wird diese Orientierung der Magnetisierung für dünne Filme bevorzugt.

Für andere Probengeometrien kann die Bestimmung des Entmagnetisierungstensors und somit die Bestimmung der Formanisotropie deutlich komplizierter sein.

Magnetische Resonanz

Die Magnetische Resonanz bezeichnet im Allgemeinen die resonante Absorption elektromagnetischer Wellen durch ein magnetisches Material. Grundsätzlich gibt es drei Arten der magnetischen Resonanz: die Elektronenspinresonanz (ESR), die Nukleare Magnetische Resonanz (NMR) und die Ferromagnetische Resonanz (FMR). Im folgenden werden nur die ESR und die FMR weiter betrachtet. Die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung liegt dabei für Ferromagneten typischerweise im GHz-Bereich.

Betrachtet man einen Dipol quantenmechanisch, so ist er durch das Anlegen eines Magnetfeldes nicht mehr entartet. Die Energieniveaus spalten aufgrund der ZEEMAN-Energie $E_{Zee} = g \cdot m_J \cdot \mu_B \cdot B$ nach dem Gesamtdrehimpuls J in $2J + 1$ Zustände auf. Zwischen diesen Energieniveaus lassen sich magnetische Dipolübergänge anregen, wenn die Energie $E = \hbar \cdot \omega$ der elektromagnetischen Strahlung mit dieser Aufspaltung ΔE übereinstimmt.

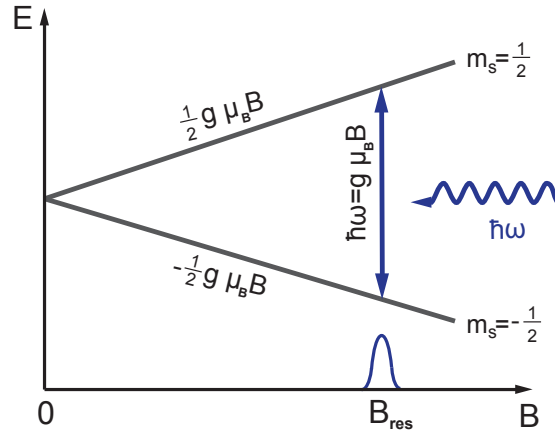


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung des Grundprinzipes der ESR am Beispiel eines zweifach entarteten Energieniveaus, das durch das Anlegen eines Magnetfeldes B in zwei Zustände $m_s = \frac{1}{2}$ und $m_s = -\frac{1}{2}$ aufgespalten wird. Zwischen diesen Niveaus können dann bei einem Magnetfeld B_{res} magnetische Dipolübergänge angeregt werden, wenn eine elektromagnetische Welle mit geeigneter Frequenz eingestrahlt wird. (nach [23])

Als Resonanzbedingung ergibt sich somit für die Frequenz [24]:

$$\omega_{res} = \gamma \cdot B_{eff} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{g \cdot \mu_B}{\hbar} \quad (1.10)$$

mit dem spektroskopischen Splittingfaktor γ [25], dem LANDÉschen g-Faktor g , dem BOHRschen Magneton μ_B und dem PLANCKschen Wirkungsquantum $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. Die Gleichung 1.10 beschreibt die Elektronenspinresonanz (ESR) in einem

Paramagneten wie sie in Abbildung 1.3 illustriert ist. Die Beziehung zwischen Drehimpuls und magnetischem Moment wird dabei durch den LANDÉschen g-Faktor beschrieben:

$$\vec{\mu}_J = -g_J \mu_B \frac{\vec{J}}{\hbar} \quad (1.11)$$

Für freie Atome in einem nach RUSSEL-SAUNDERS ($\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$) Spin-Bahn (LS) gekoppelten System (beispielsweise den 3d Metallen) kann der g-Faktor durch die folgende Form beschrieben werden [26]:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.12)$$

Für die beiden Grenzfälle des reinen Bahnmagnetismus $J = L$ ($S = 0$) und des reinen Spinmagnetismus $J = S$ ($L = 0$) erhält man somit $g_l = 1$ bzw. $g_s = 2$. Atome in einem Festkörper erfahren in der Regel zusätzliche Wechselwirkungen so beispielsweise das Kristallfeld, das durch Wechselwirkung mit den benachbarten Atomen verursacht wird. Diese Wechselwirkung kann die Spin-Bahn-Wechselwirkung übertreffen und die Formel 1.12 verliert an Gültigkeit [27]. In Kristallen mit kubischer Symmetrie kann das Bahnmoment stark reduziert bzw. ausgelöscht sein, sodass sich Werte für g von knapp über 2 ergeben [28]. Für die 3d-Metalle kann der g-Faktor in guter Näherung durch die KITTEL-Formel 1.13 beschrieben werden [25]:

$$g = 2 \left(1 + \frac{\mu_l}{\mu_s} \right) \quad (1.13)$$

Bei der FMR ist, im Gegensatz zur Elektronenspinresonanz (ESR) eines Paramagneten, besonders zu beachten, dass es im Ferromagneten zu starken Wechselwirkungen der einzelnen magnetischen Momente kommt und das effektive Feld B_{eff} durch die bereits beschriebenen Wechselwirkungen im Spinsystem nicht mit dem äußeren Magnetfeld B_{ext} übereinstimmt, sondern sich aus der Summe von externen und internen Feldern ergibt:

$$\vec{B}_{eff} = \vec{B}_{Ext} + \vec{B}_A + \vec{b}_{hf} \quad (1.14)$$

\vec{B}_{ext} ist das extern angelegte Magnetfeld und \vec{B}_A die Summe der Anisotropiefelder in der Probe.

Klassisch betrachtet präzediert das austauschgekoppelte Elektronenspinsystem und somit die Magnetisierung \vec{M} um ein effektives Magnetfeld $B_{eff} = \mu_0 \cdot \vec{H}_{eff}$. In dieser auch als Macrospinmodell bezeichneten, Vorstellung wird die Bewegung der durch die Austauschwechselwirkung gekoppelten magnetischen Momente als uniform angenommen und durch den Vektor der Magnetisierung beschrieben (im Fall der uniformen Anregung). Eine resonante Absorption des Hochfrequenzfeldes tritt dann auf, wenn die Frequenz ω des Hochfrequenzfeldes

$\vec{b}_{hf} = \vec{b} \cdot e^{i\omega t}$ mit der Präzessionsfrequenz von \vec{M} übereinstimmt. Solche Resonanzen des Spinsystems liegen im Bereich der Mikrowellenfrequenzen zwischen 1 GHz und 100 GHz.

Die zeitliche Änderung des Drehimpulses eines Systems ist gleich dem angreifenden Drehmoment. Somit erhält man für die Magnetisierung im Magnetfeld nach der klassischen Kreiselgleichung:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) \quad (1.15)$$

Diese, auch nach LANDAU und LIFSCHITZ benannte Gleichung 1.17 [29] beschreibt eine ungedämpfte Kreiselbewegung, bei der die magnetischen Momente auf einer konstanten Kreisbahn mit der LARMOR-Frequenz ω_L präzidieren. Im Ferromagneten handelt es sich aufgrund der Anisotropiefelder in der Probe im Allgemeinen nicht um eine Kreisbahn, sondern um eine elliptische Bahn.

Um das effektive Feld B_{eff} zu erhalten, ist nach Formel 1.4 die Freie Energie abzuleiten. Mit der Annahme kleiner Auslenkungen der Magnetisierung aus der Gleichgewichtslage lässt sich eine allgemeine Resonanzbedingung nach SMIT und BELJERS [16, 30] aufstellen:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right) \quad (1.16)$$

An dieser Formel lässt sich ablesen, dass für die Präzessionsfrequenz ω die Krümmung der Freien Energie, wie auch die verschiedenen Anisotropiebeiträge entscheidend sind.

Bei der bisherigen Beschreibung der Präzession der Magnetisierung wurde vernachlässigt, dass diese durch verschiedene Spin-Relaxationsmechanismen gedämpft wird. Ohne diese Dämpfung würde es nicht zu einer Ausrichtung der Magnetisierung entlang des effektiven Magnetfeldes kommen oder, quantenmechanisch betrachtet, zu einer unendlichen Lebensdauer des angeregten Zustandes. Durch die Relaxation und die folglich endliche Lebensdauer Δt des angeregten Zustandes resultiert eine energetische Verbreiterung des Niveaus nach $\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$. Diese Verbreiterung bewirkt daher eine Breite der resonanten Frequenz von $\Delta f \approx \frac{1}{2\pi\Delta t}$ (also bei konstanter Mikrowellenfrequenz $\Delta H = \left(\frac{\partial H}{\partial f} \right) \Delta f$ [23]. Für die phänomenologische Beschreibung dieser Dämpfung in der FMR wird ein weiterer Term in die Bewegungsgleichung eingefügt, der Dämpfungsterm \vec{R} . Damit ergibt sich für die Bewegungsgleichung:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) + \vec{R} \quad (1.17)$$

Im Allgemeinen lassen sich die Kanäle zur Spinrelaxation in zwei Untergruppen einteilen: die intrinsische (direkt dissipative) und die extrinsische Relaxation [21].

Eine Ursache für die intrinsische Dämpfung ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung, welche eine Dissipation der Präzessionsenergie über Magnon-Phonon-Wechselwirkungsprozesse an das Gitter verursacht. Dabei sind viele verschiedene Streuprozesse zwischen Magnonen und Phononen möglich, die zu der Übertragung der Energie als Erhaltungsgröße auf das Phononenwärmebad beitragen. Ein anderer Relaxationsmechanismus in 3d-Metallen ist die Streuung von Magnonen an Elektronen des Leitungsbandes. Diese Kopplung von Magnetisierung und Elektronen führt zu einer Dämpfung des Spinsystems. Eine weitere mögliche Dämpfung kann durch Streuung von Leitungselektronen an lokalisierten magnetischen Momenten entstehen. Diese intrinsische Relaxation wird auch als GILBERT-Dämpfung bezeichnet [31], die nach dem Vorbild der thermodynamischen viskosen Dämpfung beschrieben wird mit:

$$\vec{R}_G = \frac{\alpha}{M} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (1.18)$$

Hierbei ist $\alpha = \frac{\lambda}{\gamma M_s}$ die GILBERT-Konstante, die über die Beziehung $G = \alpha \gamma M$ in den GILBERT-Parameter G umgerechnet werden kann.

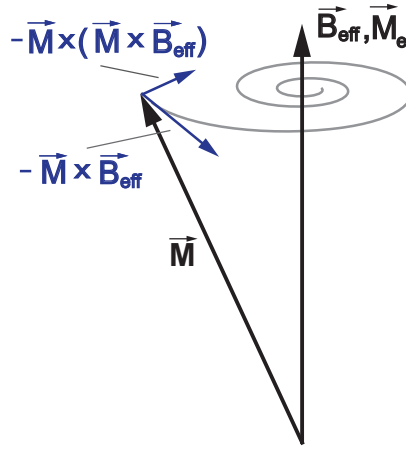


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der Präzession der Magnetisierung unter dem Einfluss eines effektiven Magnetfeldes unter Berücksichtigung der Dämpfung, wie sie durch die LANDAU-LIFSHITZ-Gleichung beschrieben wird. (Die Länge des Magnetisierungsvektors bleibt in dieser Darstellung nach der LANDAU-LIFSHITZ-Gleichung konstant)

Eine weitere Möglichkeit, die Dämpfung zu beschreiben, ist der LANDAU-LIFSHITZ-Dämpfungsterm:

$$\vec{R}_{LL} = -\frac{\lambda}{M^2} \left(\vec{M} \times \vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}} \right) \quad (1.19)$$

Für kleine Dämpfungskonstanten $\alpha \ll 1$ geht dieser LANDAU-LIFSHITZ-Dämpfungsterm in die Form der GILBERT-Dämpfung über. Dabei ist $\lambda = G$.

Allgemein wird bei der Beschreibung der GILBERT-Dämpfung unabhängig von den einzelnen vorliegenden Prozessen der Betrag der Magnetisierung als konstant angenommen. Dabei bewegt sich die Spitze des Magnetisierungsvektors einer Spiralbahn folgend auf einer Kugeloberfläche. Lediglich die Projektion der Magnetisierung M_z auf die Achse des Effektiven Feldes B_{eff} wird durch die Auslenkung reduziert.

Der Spin-Bahn-Wechselwirkung folgend ist auch die GILBERT-Dämpfung anisotrop und muss folglich tensoriell beschrieben werden [32]. Diese Anisotropie des Dämpfungsparameters wird dabei sowohl experimentell [33] als auch theoretisch untersucht [34].

Bei der extrinsischen Relaxation handelt es sich um Magnon-Magnon-Streuprozesse, bei denen unterschiedlich viele Magnonen beteiligt sein können [35, 36, 37]. Um einen 2-Magnonenprozess zu ermöglichen (für den Zerfall eines $k = 0$ Magnons), müssen in der Magnonendispersionsrelation entartete Zustände der gleichen Energie (des uniformen Magnons) vorhanden sein. Betrachtet man einen dünnen Film, so darf die Magnetisierung nicht senkrecht zum Film liegen und dipolare Wechselwirkungen müssen beachtet werden [21].

Die Auswirkung des 2-Magnonenprozesses auf die Magnetisierungsdynamik wird im GILBERT-Dämpfungsterm nicht berücksichtigt, da die Magnonen des Endzustandes für eine Dephasierung der transversalen Magnetisierungskomponente sorgen und so den Betrag des Magnetisierungsvektors reduzieren.

Ein anderer Ansatz zur Beschreibung der magnetischen Resonanz nach BLOCH [38] und BLOEMBERGEN [39], der aus der Beschreibung der Kernspinresonanz stammt, erfolgt durch die Relaxationszeiten t_1 und t_2 .

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_x - \frac{M_x}{t_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_y - \frac{M_y}{t_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma(\vec{M} \times \vec{B})_z - \frac{M_0 - M_z}{t_1}\end{aligned}\tag{1.20}$$

Die Zeit t_1 wird auch als Spin-Gitter-Relaxationszeit bezeichnet, da diese die Relaxation des Systems über Energiedissipation in das Gitter charakterisiert (also die Vernichtung eines $k = 0$ Magnons). Mit dieser Zeit t_1 wird somit die Änderung der Projektion der Magnetisierung auf die Quantisierungsachse des angelegten Magnetfeldes (z-Achse) beschrieben und nicht die Änderung der Länge des Magnetisierungsvektors analog zur intrinsischen Relaxation in der GILBERT-Beschreibung. t_1 wird deswegen auch als longitudinale Relaxationszeit bezeichnet. Die Zeit t_2 beschreibt Relaxationsprozesse, die auf Spin-Spin-Wechselwirkungen zurückzuführen sind. Sie wird deswegen auch als Spin-Spin- oder transversale Relaxationszeit bezeichnet.

Einige Ansätze existieren, die versuchen den Dämpfungsterm analog zu der Beschreibung mit t_1 und t_2 in den BLOCH-BLOEMBERGEN -Gleichungen zu be-

schreiben [40, 41, 42, 43]. Die Validität solcher Ansätze ist allerdings noch nicht geklärt und eine umfassende Beschreibung der longitudinalen und transversalen Dämpfung in der Ferromagnetischen Resonanz noch ausstehend.

1.2 Wechselwirkung Röntgenstrahlung Materie

Die Abschwächung von elektromagnetischer Strahlung durch ein kontinuierliches homogenes Medium wird beschrieben durch das LAMBERT-BEERSche Gesetz:

$$I(E, z) = I_0 \cdot e^{-\mu(E) \cdot d} \quad (1.21)$$

mit der einfallenden Intensität I_0 , dem energieabhängigen Absorptionskoeffizienten μ und der Dicke d des absorbierenden Materials.

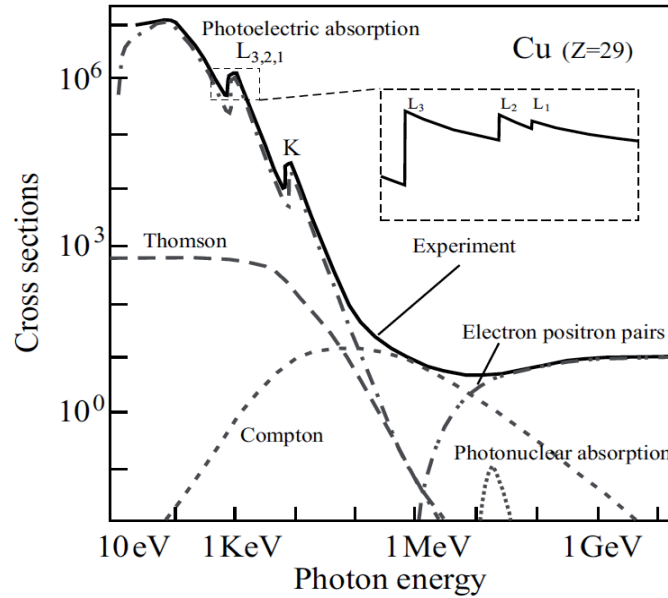


Abbildung 1.5: Gesamtwechselwirkungsquerschnitt von Kupfer (Cu Z=29) im Vergleich zum photoelektrischen Wechselwirkungsquerschnitt sowie elastischen und inelastischen Streuprozessen ([44] nach [45])

Für den in dieser Arbeit verwendeten Energiebereich der Röntgenstrahlung zwischen 600 eV und 9 keV sind elastische RAYLEIGH (bzw. THOMSON) und inelastische COMPTON-Streuung vernachlässigbar [46] und der Photoeffekt dominiert, wie in Abbildung 1.5 zu sehen ist. Folglich kann μ durch den Phototabsorptionskoeffizienten angenähert werden. Dieser ist proportional zum Photowechsel-

wirkungsquerschnitt, welcher definiert ist als Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit T_{ae} normiert auf den Photonenfluss Φ_0 .

$$\mu \propto \sigma_{abs}(E) = \frac{T_{ae}}{\Phi_0} \quad (1.22)$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit T_{ae} für die Anregung eines Elektrons aus dem Anfangszustand $|a\rangle$ in einen Endzustand $\langle e|$ wird durch FERMIS Goldene Regel in der Eielektronennäherung beschrieben [47] (wie in [48] erläutert, wurde sie zunächst von DIRAC [49] hergeleitet und später 'FERMIS Goldene Regel Nr. 2' genannt [50]).

$$T_{ae} \propto \sum_e |\langle e | H_{WW} | a \rangle|^2 \cdot \delta(E_e - E_a - \hbar\omega) \quad (1.23)$$

wobei $|a\rangle$ und $\langle e|$ die Anfangs- und Endzustände mit den jeweiligen Energien E_a and E_e sind. $M_{ae}^2 = |\langle e | H_{WW} | a \rangle|^2$ ist das Übergangsmatrixelement mit dem HAMILTONoperator H_{WW} , dem Wechselwirkungsoperator, der die zeitabhängige Störung des HAMILTONoperators H_0 des Atoms reflektiert. Das elektromagnetische Feld der einfallenden Photonen wird durch das Vektorpotential $\vec{A}(\vec{r})$ beschrieben [51]. Dabei gilt für den Wechselwirkungs-HAMILTONoperator $H_{WW} \propto \vec{p} \cdot \vec{A}$ (mit dem Impulsoperator \vec{p}). Das Vektorpotential des Wellenfeldes kann als elektromagnetische Welle in der Form $\vec{A}(\vec{r}, t) \cong \vec{\epsilon} A_0 e^{i\vec{k}\vec{r}}$ beschrieben werden mit der Photonpolarisation $\vec{\epsilon}$.

Für elektrische Dipolübergänge kann dieser angenähert werden durch $e^{i\vec{k}\vec{r}} \cong 1$. Somit ergibt sich $M_{ae}^2 = |\langle e | \vec{p} \cdot \vec{\epsilon} | a \rangle|^2$.

Das Dipolübergangsmatrixelement $M_{ae} = |\langle e | \vec{p} \cdot \vec{\epsilon} | a \rangle|$ führt zu den bekannten elektrischen *Dipolauswahlregeln* für Übergänge zwischen Zuständen $|n, l, m_l, s, m_s\rangle$ (mit dem Drehimpuls des Photons $q\hbar$) [48]:

$$\Delta l = \pm 1; \Delta m_l = q = 0, \pm 1; \Delta s = 0; \Delta m_s = 0 \quad (1.24)$$

Dabei muss allerdings berücksichtigt werden, dass zwar die Anfangszustände durch ihre starke Lokalisation gut durch $|n, l, m_l, s, m_s\rangle$ beschrieben werden können, die Beschreibung der delokalisierten Endzustände aber deutlich komplexer ist. Somit liefern die so vereinfachten Auswahlregeln nur ein rudimentäres Verständnis. So ist beispielsweise erkennbar, dass die maximale Absorption, also die maximale Anzahl an Übergängen bei einer Energie der Röntgenstrahlen auftritt, bei der diese der Energiedifferenz zwischen einer hohen Zustandsdichte für besetzte Anfangszustände und unbesetzte Endzustände entspricht. Dies ist der Fall, wenn Innerschalenelektronen in das Kontinuum oberhalb des FERMI-Niveaus angeregt werden können. Der daraus resultierende starke Anstieg im Absorptionskoeffizienten wird als Kante bezeichnet, die nach der SOMMERFELD-Notation benannt wird. Eine Kante mit einem s(p)-Ausgangszustand wird daher

als K(L)-Kante bezeichnet. Da die Ionisationsenergie für alle chemischen Elemente verschieden ist, sind die entsprechenden Energien der Absorptionskanten elementspezifisch.

Wie aus FERMIs Goldener Regel (1.23) hervorgeht, ist neben der Energie der Röntgenstrahlung auch die Polarisierung für die Absorption entscheidend und führt zu dem Effekt der Zweifarbigkeit, also des Dichroismus. Dabei kann man allgemein zwischen zwei Arten des Dichroismus unterscheiden, dem aus der Ladungsverteilung resultierenden Fall des Röntgenlinearadichroismus (XLD) und (Natürlichen) Röntgenzirkulardichroismus (XNCD) und dem aus der Ladungs- und Spinverteilung resultierenden Fall des Magnetischen Röntgenzirkulardichroismus (XMCD) und Magnetischen Röntgenlinearadichroismus (XMLD).

Magnetischer Röntgenzirkulardichroismus (XMCD)

Der XMCD-Effekt (1975 von ERSKINE und STERN [52] theoretisch vorhergesagt und 1987 von SCHÜTZ et al. [53] experimentell detektiert) kann mit dem *Zwei-Schritt-Modell* beschrieben werden. Dabei werden im *ersten Schritt* durch die Drehimpulserhaltung der absorbierten, zirkular polarisierten Photonen Spin(-Bahn) polarisierte Photoelektronen aus lokalisieren Innerschalen erzeugt. Für Spin-Bahn-aufgespaltene Innerschalen beispielsweise $2p_{1,2}$ und $2p_{3,2}$ (die für die Absorption an den $L_{3,2}$ -Kanten verantwortlich sind) wird der Drehimpuls des Röntgenphotons *via* Spin-Bahnwechselwirkung ($l + s$ an der L_3 -Kante; $l - s$ an der L_2 -Kante) in Spinmoment des Photoelektrons umgewandelt (auch bekannt als atomarer FANO-Effekt [54]). Dabei ist das Spinmoment des Photoelektrons immer parallel zur Ausbreitungsrichtung des Röntgenphotons und das Vorzeichen von der Helizität des Röntgenphotons und der Spin-Bahnwechselwirkung abhängig. Ist der Anfangszustand (wie beispielsweise bei der Anregung von s Innerschalen-elektronen nicht Spin-Bahn-aufgespalten, so wird der Drehimpuls des Photons ausschließlich in $+\hbar$ ($-\hbar$) Bahnmoment umgewandelt ohne Spinpolarization des Photoelektrons (eine geringe Austausch-(oder ZEEMAN-)Aufspaltung in $m_s = \pm \frac{1}{2}$ ist jedoch möglich).

Im *zweiten Schritt* dient dann das Valenzband (im Fall der $L_{3,2}$ -Kanten die d -Schale) als Spindetektor, da Spin \downarrow -Photoelektronen in unbesetzte Spin \downarrow -Zustände oberhalb der FERMI-Energie angeregt werden (und umgekehrt Spin \uparrow -Photoelektronen in unbesetzte Spin \uparrow -Zustände). In einem ferromagnetischen Metall besteht wie im STONER-Modell (siehe Abbildung 1.1) illustriert durch Austauschwechselwirkung und PAULI-Prinzip ein Ungleichgewicht an unbesetzten Spin \uparrow und Spin \downarrow -Zuständen (zur Illustration siehe auch Abbildung 1.6). Der dichroische Effekt reflektiert folglich das Spin-(Bahn-)Ungleichgewicht der Valenzschale und somit das magnetische Moment. Folglich wird bei einer Anregung aus der K-Schale, also einem s -Zustand, fast ausschließlich das orbitale Ungleichgewicht der Endzustände, und somit das Bahnmoment, abgefragt.

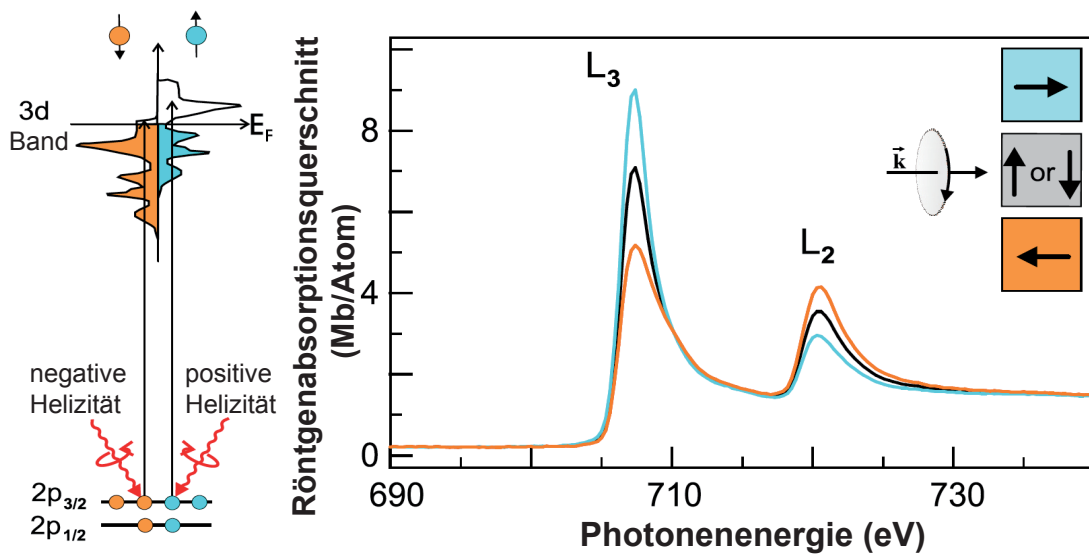


Abbildung 1.6: XMCD Effekt illustriert für die Fe L_{3,2}-Kanten (aus [48])
 Links: Zustandsdichte für Spin \uparrow und Spin \downarrow (für die Magnetisierungsrichtung \uparrow , sodass die Spin \downarrow Zustände fast vollständig gefüllt sind, wohingegen die Spin \uparrow nur teilweise besetzt sind) und Übergänge für σ^+ und σ^- Röntgenstrahlung.
 Rechts: Fe L-Kanten Spektrum für verschiedene relative Orientierungen der Magnetisierung und des Photonenimpulses (wie durch die Farbkodierung kenntlich gemacht wird).

Eine genauere, auch quantitative Betrachtung des Spin- und Bahnmoments $\mu_s = -2\frac{\mu_B}{\hbar}\langle S_z \rangle$ und $\mu_l = -\frac{\mu_B}{\hbar}\langle L_z \rangle$ (pro Zahl der unbesetzten Endzustände n_h) erlauben die *magneto-optischen Summenregeln*, welche zuerst von THOLE und CARRA et al. hergeleitet wurden [55, 56]. Für Dipolübergänge an den L-Kanten von $p \rightarrow d$ erhält man so [57]:

$$\frac{\mu_s}{n_h} = -\frac{6 \int_{L_3} (\mu_+ - \mu_-) dE - 4 \int_{L_3+L_2} (\mu_+ - \mu_-) dE}{\int_{L_3+L_2} (\mu_+ + \mu_-) dE} \cdot \left(1 + \frac{7\langle T_z \rangle}{2\langle S_z \rangle}\right)^{-1} \mu_B \quad (1.25)$$

$$\frac{\mu_l}{n_h} = -\frac{4 \int_{L_3+L_2} (\mu_+ - \mu_-) dE}{3 \int_{L_3+L_2} (\mu_+ + \mu_-) dE} \cdot \mu_B \quad (1.26)$$

Dabei ist $\langle T_z \rangle$ der Erwartungswert des intraatomaren magnetischen Dipoloperators T_α , der ein Maß für die Asphärizität der umgebenden Spinverteilung ist [58, 59].

$$T_\alpha = \sum_{\beta} Q_{\alpha\beta} S_\beta \quad \text{mit} \quad Q_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} - \frac{3r_\alpha r_\beta}{r^2} \quad (1.27)$$

$Q_{\alpha\beta}$ ist der Quadrupoltensor der Ladungsverteilung, der in kubischen Kristallen verschwindet. Im Fall der $3d$ -Übergangsmetalle ist $\langle T_z \rangle$ somit in der Regel vernachlässigbar klein gegenüber dem Spinmoment.

Da im Folgenden bei der Röntgendetektierten Ferromagnetischen Resonanz häufig der XMCD-Effekt bei einer festgelegten Photonenergie E_R verwendet wird, bietet sich eine differentielle Formulierung an. Für den Unterschied des Photoabsorptionsquerschnittes $\mu_{+,-}$ an der L_3 bzw. der L_2 -Kante für links bzw. rechts zirkular polarisierte Röntgenstrahlung erhält man [60]:

$$\begin{aligned} [\mu_+ - \mu_-]_{L_3} &= \frac{N}{3N_b} \frac{d}{dE} \left(\langle L_z \rangle_d + \frac{2}{3} \langle S_z \rangle_d + \frac{7}{3} \langle T_z \rangle_d \right) \\ &= \frac{N}{3N_b} \left(\langle l_z \rangle_d + \frac{2}{3} \langle s_z \rangle_d + \frac{7}{3} \langle t_z \rangle_d \right) \end{aligned} \quad (1.28)$$

$$\begin{aligned} [\mu_+ - \mu_-]_{L_2} &= \frac{N}{3N_b} \frac{d}{dE} \left(\langle L_z \rangle_d - \frac{4}{3} \langle S_z \rangle_d - \frac{14}{3} \langle T_z \rangle_d \right) \\ &= \frac{N}{3N_b} \left(\langle l_z \rangle_d - \frac{4}{3} \langle s_z \rangle_d - \frac{14}{3} \langle t_z \rangle_d \right) \end{aligned} \quad (1.29)$$

Die Energie $E = E_R + E_0 - E_F$ ist dabei die Photonenenergie E_R bezogen auf die Bindungsenergie E_0 des angeregten Innerschalenelektrons und die Referenz-FERMIenergie E_F . N ist ein konstanter Faktor und $N_b \simeq 2$ das statistische Branchingverhältnis, das die Besetzungszahlen der Anfangszustände widerspiegelt.

Die Herleitung der Summenregeln impliziert einige Näherungen: Es werden nur Dipolübergänge betrachtet. Die beiden Kanten L_3 und L_2 werden getrennt betrachtet. Hierzu wird eine große Spin-Bahn-Aufspaltung angenommen und die Wechselwirkung der Anfangszustände (das Mischen) wird vernachlässigt. Außerdem werden Unterschiede der Wellenfunktionen für $d_{3/2}$ und $d_{5/2}$ und Energieabhängigkeiten der Wellenfunktionen vernachlässigt [61].

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Analyse der Röntgenabsorption sind die Zeitskalen der verschiedenen beteiligten Prozesse. Die Zeitskalen, die für die Röntgenabsorption relevant sind, können in einem vereinfachten Bild in die folgenden Prozesse aufgespalten werden: die Erzeugung eines Loches in einer kernnahen Schale, in der Größenordnung von $\tau_e \cong 10^{-20} s$, das Abschirmen des Innerschalenloches durch die Umverteilung der Valenzelektronen, das in der Größenordnung von $\tau_{Re} \cong 10^{-16} - 10^{-15} s$ liegt und der Lebensdauer des Innerschalenloches. Diese wird durch die Summe über alle möglichen Relaxationsprozesse bestimmt und liegt bei $\tau_L \cong 10^{-16} - 10^{-15} s$. Hierbei wird die Zeitskala der Lebensdauer des Innerschalenloches durch die Zerfallskanäle bestimmt, die sich je nach Element unterscheiden. Bei den leichten Elementen ($Z < 30$) dominiert der strahlungslose Zerfall über den AUGERprozess, dagegen wird bei schwereren Elementen mit größerem Z die Emission von Fluoreszenzphotonen zunehmend relevant [45].

Eine weitere Annahme, die auf der Vernachlässigung der Umlagerung der Valenzelektronen in Anwesenheit des Innerschalenloches (sudden approximation) basiert, führt folglich für verschiedene Elemente zu unterschiedlich starken Abweichungen. Besonders für die $3d$ -Übergangsmetalle ist ihre Anwendbarkeit im statischen Fall allerdings erwiesen [57].

Kapitel 2

Experimentelle Methode der XFMR

Wie in Kapitel 1 beschrieben, ermöglicht die Messung der Ferromagnetischen Resonanz eine detaillierte Untersuchung der dynamischen magnetischen Eigenschaften von Stoffen. Trotz intensiver Forschung auf dem Gebiet basiert jedoch ein Großteil der Beschreibung der Magnetisierungsdynamik auf phänomenologischen Ansätzen wie der Beschreibung der FMR in einem Makrospinmodell und einer durch die LANDAU-LIFSHITZ-Gleichung beschriebenen Präzession der Magnetisierung.

Eine weitere Schwierigkeit stellt die Komplexität der Materialien dar, die typischerweise aus magnetischen Verbindungen [5] und Heterostrukturen [62] bestehen und deren Funktionalität auf dem Zusammenspiel der verschiedenen Elemente beruht, wie beispielsweise auch bei der dynamischen Kopplung in Ferriten [63, 64, 65, 66]. Die meisten magnetischen Charakterisierungsmethoden wie induktive, magnetoresistive und magneto-optische Verfahren, messen jedoch das integrale Signal über die gesamte Probe. In Ergänzung dazu bietet die Messung des Röntgenzirkulardichroismus (XMCD) die Möglichkeit zur elementspezifischen Untersuchung der einzelnen beteiligten Elemente sowie eine Auftrennung in die Beiträge von Spinmoment und Bahnmoment basierend auf den Summenregeln.

Von diesen Möglichkeiten stimuliert, wurden auf der Grundlage der FMR und des XMCD-Effektes Methoden entwickelt, um zeit- und frequenzabhängige Magnetisierungsphänomene elementspezifisch zu untersuchen. Viele dieser entwickelten Experimente basieren dabei auf der stroboskopischen Untersuchung der Reaktion eines Materials auf einen Pumpimpuls ('Pump-Probe') mit Hilfe von Röntgenstrahlung, wobei die sub-ns Zeitstruktur des Synchrotronröntgenstrahls ausgenutzt wird [67]. Der mit der Zeitstruktur des Speicherrings synchronisierte Magnetfeldpuls kann dazu verwendet werden, um die Umkehr der Magnetisierung [68, 69] oder eine reine Präzessionsbewegung [5, 70, 71] anzuregen. Die Störung des Systems und die damit verbundenen Auslenkwinkel sind bei diesen Experimenten zur Signalmaximierung (mit deutlich $> 1^\circ$) groß.

Diese zeitaufgelöste Untersuchung der Magnetisierungsdynamik mittels Röntgenstrahlung, wie sie zuerst von BAILEY et al. [5] durchgeführt wurde, ist dabei

eng verwandt mit der XFMR mit kontinuierlicher Anregung. Dabei wird ein kurzer Magnetfeldpuls als Pumpimpuls $\vec{b}_{\Delta t}$ senkrecht zur statischen Magnetisierung \vec{M} angelegt, und danach die freie Präzession der Magnetisierung durch Messung der *transversalen* Komponente im Vergleich mit statisch aufgenommenen transversen XMCD-Hysteresen bestimmt. Zur Detektion wurde von BAILEY et al. [5] bei den ersten Arbeiten die Röntgen-Zirkular-Reflektometrie verwendet, um einen 50 nm dicken Fe₂₀Ni₈₀ Film zu untersuchen. Dabei wurde auch die gedämpfte sinusförmige Oszillation der Fe und Ni Momente durch Variation der Verzögerung des Probe-Pulses, d.h. in der Zeitdomäne verfolgt, wobei eine permanente parallele Ausrichtung der Momente beobachtet wurde. Bei anderen darauf folgenden Arbeiten wurde neben der Röntgen-Zirkular-Reflektometrie [72, 73, 74, 75] auch die Röntgentransmission gemessen [76].

Zu beachten ist bei dem Vergleich der zeitaufgelösten Röntgenexperimente und der XFMR, dass die verschiedenen Dämpfungsmechanismen der GILBERT-Dämpfung, die im Wesentlichen auf der Spin-Bahn-Kopplung basiert, und der Mehr-Magnonenprozesse, die aus der Dipolwechselwirkung resultieren, unterschiedliche Prozesse beinhalten [77, 78]. Wie bereits in anderen zeitaufgelösten Experimenten im Femto- und Picosekunden-Bereich [79, 80] gezeigt wurde, besitzen die unterschiedlichen Wechselwirkungsprozesse unterschiedliche Zeitskalen. Folglich ist es denkbar, dass in unterschiedlichen Perioden der relaxierenden Präzession unterschiedliche Prozesse dominieren und so zu einer Mischung der Präzessionsfrequenzen führen, sodass die untersuchte Präzessionsbewegung nicht zwangsläufig mit der kontinuierlich angeregten Gleichgewichtspräzession der FMR vergleichbar ist. Außerdem ist bei der Herleitung der LANDAU-LIFSCHITZ-Gleichung und der Betrachtung der Freien Energie ein adiabatisches System im Gleichgewicht vorausgesetzt, sodass eine Anwendung der daraus resultierenden Analyse nicht ohne weitere Überlegung für Systeme nach einer starken Störung anwendbar ist, wie es bei zeitaufgelösten Pump-Probe-Experimenten der Fall ist.

Eine Kombination der klassischen Ferromagnetischen Resonanz mit Röntgenabsorption ermöglicht es elementspezifisch die Präzessionsbewegung des Spin- und Bahnanteils der Magnetisierung nahe dem Gleichgewichtszustand zu bestimmen. Dabei kann man die Feldstärke des Mikrowellenfeldes gezielt erhöhen, um auch nicht lineare Anregungen und den Zerfall in Spinwellen zu untersuchen, wie es in den Arbeiten von GOULON et al. [6, 81, 82, 83, 84, 85] durchgeführt wurde. Im Allgemeinen kann man die verschiedenen Ansätze zur röntgenspektroskopischen Untersuchung der Präzessionsdynamik in zwei Untergruppen bezüglich der bestimmten Magnetisierungskomponente einteilen. In dem theoretischen Bild eines präzedierenden Magnetisierungsvektors, wie er schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt ist, ergeben sich die Detektionsgeometrien der *transversalen* und der *longitudinalen* Detektion.

In der *transversalen* Geometrie wird die, durch die Präzession entstehende, senkrechte Projektion ΔM_{\perp} bezüglich des effektiven statischen Feldes gemessen. Dabei steht der Wellenvektor k_R der zirkular polarisierten Röntgenstrahlung

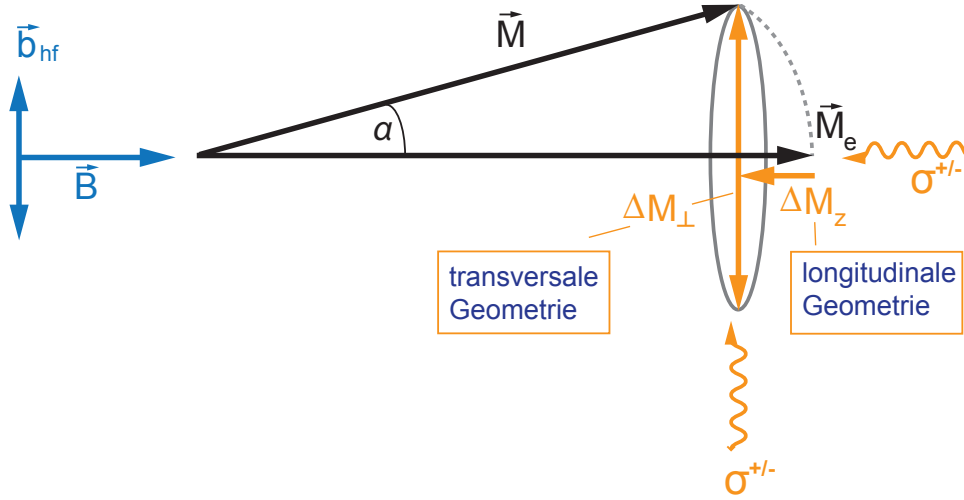


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Methodik der Röntgendetektion der Ferromagnetischen Resonanz in longitudinaler und transversaler Detektionsgeometrie

senkrecht zum extern angelegten quasistatischen Magnetfeld, wie in Abbildung 2.1 angedeutet ist. Da diese transversale Magnetisierungskomponente zeitlich nicht konstant ist und mit der Mikrowellenfrequenz oszilliert, würde sich diese bei zeitlicher Mittelung über mehr als einen Umlauf aufheben. Folglich erfordert diese Messgeometrie eine zeitaufgelöste und mit der Präzession und somit mit der Mikrowelle \vec{b}_{hf} synchronisierte Detektion des XMCD-Signals.

Für diese zeitaufgelöste Messung der absorbierten Röntgenstrahlung muss dabei für die stroboskopische Detektion die Frequenz der anregenden Mikrowelle ein Vielfaches der Folgefrequenz des Röntgenpulses sein. Dies kann beispielsweise realisiert werden, indem eine 'Gegatete' Lawinendiode verwendet wird, die einzelne Röntgenpulse auflösen kann [86]. Die somit zu den Röntgenpulsen synchronisierte präzedierende Magnetisierung wird dadurch scheinbar in einem bestimmten Präzessionswinkel ϕ eingefroren, sodass die Amplitude für eine Komponente bestimmt werden kann. Ähnlich wie bei der gepulsten Anregung kann dann durch eine variierte Verzögerung zwischen Anregung und Röntgenpulsen durch eine Verzögerungsstrecke (delay-line) die Phase der Präzession durchgeföhren werden. Eine weitere Möglichkeit, um (besonders großflächige) Photodioden mit langsamen Auslesezeiten für die Detektion des mit Mikrowellenfrequenz oszillierenden transversen XFMR-Signals zu verwenden, ist das Anwenden eines auf der Schwebung von verschiedenen Frequenzen basierenden Messprinzips. Betrachtet man die Zeitstruktur der Synchrotronstrahlungsquelle, so entspricht die Halbwertsbreite der gaußförmigen Einhüllenden der Elektronenpakete in etwa der 25. Harmonischen der Ringfrequenz. Bei der ESRF beispielsweise ergibt die

25. Harmonische der Ringfrequenz eine dem klassischen X-Band entsprechende Frequenz von $f_{hf} = 8.79$ GHz. Durch eine geeignete Anpassung der Mikrowellenresonatorfrequenz auf die 24. Harmonische konnte die Schwebungsfrequenz dieser beiden Frequenzen im Bereich von MHz als Detektionsfrequenz verwendet werden [82, 83].

Für die normierten differentiellen Röntgenabsorptionsquerschnitte ergibt sich aus geometrischen Überlegungen nach [6, 81] für die transversale Geometrie:

$$\frac{[\mu_+ - \mu_-]_{XFMR(k_\perp)}}{[\mu_+ - \mu_-]_{XMCD(k_\parallel)_{eq}}} \simeq \tan(\alpha) \cdot \sin(\omega t + \phi_0) \quad (2.1)$$

Dabei ist α wie in Abbildung 2.1 illustriert der Öffnungswinkel der Präzession der Magnetisierung und ϕ_0 die Phase. μ_+ und μ_- sind die Absorptionsquerschnitte für positiv und negativ zirkular polarisierte Röntgenstrahlung im Falle der statischen Messung ohne Mikrowellenfeld (XMCD) und mit resonanter Mikrowellenanregung (XFMR). Der \vec{k}_R -Vektor der Röntgenstrahlung ist dabei senkrecht (k_\perp) oder parallel (k_\parallel) zum quasi statischen Feld.

In der *longitudinalen* Geometrie liegt der Wellenvektor \vec{k}_R parallel bzw antiparallel zum statischen Magnetfeld \vec{B}_{ext} . Unter der Annahme einer betragsmäßig konstanten Magnetisierung $M_s = |\vec{M}_{eq}|$ führt die Präzession (bei einer kreisförmigen Präzession) zu einer quasi statischen Verkürzung der Projektion der Magnetisierung um ΔM_z . Diese Messgeometrie erfordert folglich keine zeitaufgelöste Detektion. Aus geometrischen Überlegungen analog zu Gleichung 2.1 ergibt sich für die longitudinale Geometrie[81]:

$$\begin{aligned} \frac{[\mu_+ - \mu_-]_{XFMR(k_\parallel)}}{[\mu_+ - \mu_-]_{XMCD(k_\parallel)_{eq}}} &= \cos(\alpha) - 1 \\ &\simeq -\frac{1}{2} \tan^2(\alpha) \left(1 - \frac{3}{4} \tan^2(\alpha) + \dots \right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Zu beachten ist bei solchen geometrischen Überlegungen jedoch, dass gerade bei dünnen Filmen, die eine Anisotropie in der Ebene aufweisen, die Präzession keine kreisförmige Bewegung beschreibt, sondern eine Ellipse mit der langen Achse innerhalb der Probenebene, wenn das statische externe Magnetfeld in der Probenebene angelegt wird. Da die Präzession bei Erhaltung der Länge des Magnetisierungsvektors auf einer Kugeloberfläche erfolgt, kommt es zu einer Variation der Änderung der Projektion ΔM_z während einer Periode. Bei statischen Messungen wird hiervon folglich der Mittelwert gemessen.

Für die Mikrowellenanregung der Probe können bei der XFMR wie bei der konventionellen FMR verschiedene experimentelle Methoden verwendet werden. Eine Möglichkeit ist ein klassischer Hohlraumresonator, in den ein Berylliumfenster eingesetzt wurde, um den Zugang der Röntgenstrahlung zur Probe zu ermöglichen [6]. Des Weiteren kann eine auf koplanaren Wellenleitern basierende

Resonatorstruktur eingesetzt werden wie sie von der Gruppe von P. GAMBARDILLA [87, 67, 88, 89] und W.E. BAILEY [90, 91, 92, 93] verwendet wurde. Alternativ wurde die Probe selbst derart strukturiert, dass sie direkt als Wellenleiter für die Mikrowelle verwendet werden konnte [76, 94, 86].

Zur Detektion der Röntgenstrahlung für die XFMR können, angepasst an die Eigenschaften der Probe, die transmittierten oder die reflektierten und die Fluoreszenz Photonen [95] gemessen werden.

Da die Messzeit an Synchrotronstrahlungsquellen stark limitiert ist wurden auch experimentelle Aufbauten entwickelt bei denen durch HHG (High Harmonic Generation) mittels Laser Strahlung im tiefen Ultravioletten Bereich erzeugt wurde. Diese Strahlung ermöglicht beispielsweise die Messung an den M-Kanten von Fe oder Ni [96, 97, 98].

Kapitel 3

Experimentelles

Wie in Kapitel 2 beschrieben besteht die Methode der Röntgendetektierten Ferromagnetischen Resonanz (XFMR) aus der Kombination der konventionellen Ferromagnetischen Resonanz und der klassischen Röntgenabsorption. Deswegen werden in diesem Kapitel die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten experimentellen Aufbauten und deren Spezialisierung für die XFMR zunächst nach den einzelnen Methoden aufgeteilt beschrieben und dann im letzten Abschnitt der kombinierte Aufbau zur Detektion der XFMR erläutert.

3.1 Mikrowellenanregung und -Absorption (klassische FMR)

Nachdem in Kapitel 1 die theoretischen Grundlagen zur Ferromagnetischen Resonanz beschrieben worden sind, wird im Folgenden die experimentelle Umsetzung und die Signalentstehung erläutert.

Bei der konventionellen Ferromagnetischen Resonanz wird dabei das entweder durch Feldmodulation f_{mod} (des externen Magnetfeldes) oder Amplitudenmodulation $A_{f_{mod}}$ (der Mikrowellenleistung) variierte, reflektierte Absorptionssignal mittels eines Lock-In-Verstärkers gemessen. Hierbei wird anstelle der gesamten reflektierten Leistung P nur der durch die Modulation variierte Anteil des Signals [99] detektiert mit der Modulationsfrequenz f_{mod} :

$$P(B_{f_{mod}}/A_{f_{mod}}) \simeq P_0 + \left. \frac{\partial P}{\partial(B/A)} \right|_f \quad (3.1)$$

Der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor

Das Messsignal bei der Ferromagnetischen Resonanz ist die Antwortfunktion eines ferromagnetischen Materials mit dem effektiven Magnetfeld \vec{B}_{eff} auf den hochfrequenten Magnetfeldanteil \vec{b}_{hf} einer eingestrahlten Mikrowelle. Folglich wird

3.1. MIKROWELLENANREGUNG UND -ABSORPTION(KLASSISCHE FMR)23

der hochfrequente dynamische Anteil der Suszeptibilität $\underline{\chi}$ gemessen. Wählt man das Magnetfeld mit dem statischen Feld \vec{B}_{eff} entlang der z-Richtung und einem Hochfrequenzfeld \vec{b}_{hf} für maximalen Energieübertrag senkrecht dazu ergibt sich:

$$\vec{B}(t) = B_{eff}\vec{e}_z + \vec{b}_{hf}e^{i\omega t} \quad (3.2)$$

So erhält man für die um das statische Feld präzedierende Magnetisierung:

$$\vec{M}(t) = M_s\vec{e}_z + \vec{m}_{hf}e^{i\omega t} \quad (3.3)$$

Mit der Definition der Magnetischen Suszeptibilität nach Gleichung 1.1 und der Annahme $\vec{b}_{hf} \ll \vec{B}_{eff}$ und $\vec{m}_{hf} \ll \vec{M}_s$, sodass die Bewegung nur in der xy-Ebene stattfindet. Folglich kann der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor in der folgenden Form beschrieben werden [100, 101]:

$$\begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix} = \frac{1}{\mu_0} \begin{bmatrix} \chi_{xx} & -i\chi_{xy} & 0 \\ i\chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{bmatrix} \quad \text{mit} \quad \chi = \chi' - i\chi'' \quad (3.4)$$

Dabei beschreiben die Realteile die Dispersion und die Imaginärteile die Absorption.

Für die absorbierte Mikrowellenleistungsdichte, die für die Signalentstehung entscheidend ist gilt [99]:

$$p_x = \frac{1}{2}\omega\mu_0 h_x \chi''_{xx} \quad (3.5)$$

Mikrowellenanregung

In der FMR wird die Magnetisierung der Probe durch die Anregung mit einem Hochfrequenzmagnetfeld (dem linear polarisierten, magnetischen Anteil der Mikrowelle) zur Präzession angeregt. Durch diese Präzession interagiert die Probe dispersiv und dissipativ mit der Mikrowelle. Um eine makroskopische Beschreibung dieser Prozesse in der Probe zu ermöglichen, muss dazu die Mikrowellenanregung homogen über die gesamte Probe sein. Dabei ist besonders die Mikrowelleneindringtiefe entscheidend. Diese wird maßgeblich von der Leitfähigkeit σ und der magnetischen Permeabilität μ bestimmt ('Skineffekt').

In metallischen nicht ferromagnetischen Materialien ist $\mu_r \simeq 1$ und die Eindringtiefe der Welle ist durch Wirbelströme begrenzt. :

$$d_0 = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}} \quad (3.6)$$

In einem ferromagnetischem Material kommt es zusätzlich zu den Wirbelstromverlusten zu einer Verringerung der Eindringtiefe, da es durch die abfallende Mikrowellenverteilung zu einem ortsabhängigen Beitrag zur Magnetisierung

kommt, der über die Austauschwechselwirkung ein Drehmoment ausübt. Dieser auch als Austauschleitfähigkeitseffekt bezeichnete Effekt kann dann formal durch hinzufügen eines Austauschwechselwirkungsfeldes beschrieben werden. Für ferromagnetische Materialien führt das zu einer Eindringtiefe wie folgt [102]:

$$d_{ferro} = \frac{\varepsilon \cdot d_0}{Re(Z)} \quad (3.7)$$

Dabei ist $Re(Z)$ der Realteil der Oberflächenimpedanz der Probe, die aus den MAXWELL-Gleichungen folgt. Für Eisen liefert diese Abschätzung einen Wert von $d_{Fe} = 30$ nm für die Eindringtiefe des Mikrowellenfeldes in Resonanz bei einer Frequenz von $f_{MW} = 9.2$ GHz bei einer Änderung der Resonanzlinienlage um 0.1% [103].

Die Inhomogenität des Hochfrequenzmagnetfeldes kann zu einer artifiziellen Linienverbreiterung und einer Verbiegung der Linienform führen [104]. Dieser Effekt ist aber in der Regel klein und spielt bei den in dieser Arbeit vorgestellten Daten keine Rolle, da keine Auswertung der Linienbreite erfolgt und somit lediglich eine makroskopische Anregung des gesamten untersuchten Probenvolumens gewährleistet sein muss.

Für die im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der XFMR durch Probenstrommessungen untersuchten Schichten ist diese Mikrowelleneindringtiefe nicht relevant, da die Schichtdicke so gewählt wurde, dass sie 20 nm nicht überschreiten. Außerdem ist bei der Probenstromdetektion die Informationstiefe durch den Austritt der durch die Röntgenstrahlung ausgelösten Elektronen begrenzt, der aus den oberflächennahen Schichten erfolgt.

Für die Messungen der Röntgeabsorption im harten Röntgenbereich durch Fluoreszenzmessungen ist der Einfluss der Mikrowelleneindringtiefe hingegen ein stark limitierender Faktor, da die Röntgenphotonen durch den geringen Wechselwirkungsquerschnitt einige μm eindringen und so für die untersuchten Proben ein Kompromiss aus viel Material zur Wechselwirkung bei der Absorption der Röntgenstrahlung und einer ausreichend dünnen Schichtdicke für die Homogenität des Mikrowellenfeldes gefunden werden muss, wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben.

Eine andere Überlegung ist jedoch die laterale Inhomogenität des Mikrowellenfeldes, da die im Folgenden beschriebene Kurzschluss-Technik, die für die XFMR-Messungen verwendet wurde, eine lokale Anregung der Probe bedingt, da die Probe und der Kurzschluss gleich groß sind. Dies kann dazu führen, dass das ausgebildete Mikrowellenfeld besonders an den Rändern nicht homogen ist. Diese sind aber vernachlässigbar, da im Rahmen dieser Arbeit keine Auswertung von Resonanzlinienbreiten durchgeführt wird und eine homogene Mikrowellenverteilung in der Mitte der Probe im Bereich des Röntgenstrahls gegeben ist.

Mikrowellen-Kurzschluss-Technik

Zusätzlich zu den oben beschriebenen Einflüssen von Skintiefe der Mikrowelle und der Informationstiefe ist ferner die Geometrie zu berücksichtigen, in der die Mikrowelle eingestrahlt wird. Bei der konventionellen Ferromagnetischen Resonanz wird für das Einstrahlen des Mikrowellenfeldes ein Resonator verwendet, dessen Geometrie die Verteilung des Mikrowellenfeldes beeinflusst, wie beispielsweise in [99] beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Mikrowellen-Kurzschluss-Technik verwendet. Hierbei wird ein Mikrowellen-Koaxialkabel verwendet, das aus einem inneren und einem äußeren Leiter aus Kupfer besteht und zwischen dessen beiden Leitermaterialien sich ein Dielektrikum aus Teflon (Polytetrafluorethylen PTFE) befindet. Ein solches Mikrowellen-Koaxialkabel wird abgeschnitten, ein Teil des Dielektrikums entfernt, und zwischen dem Innenleiter und Außenleiter wird eine Verbindung aus einem flachen Streifen (z.B. aus Gold) hergestellt. So wird ein Kurzschluss geschaffen. Für den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Kurzschluss wurde ein Tantal Streifen verwendet, da dieser eine hohe mechanische Stabilität aufwies. Die elektrische Verbindung wurde mittels einer Klebeverbindung aus einem Zwei-Komponenten-Silberleit-Epoxy hergestellt. Ein solcher Kurzschluss ist schematisch in Abbildung 3.1 (oben links) mit den durch Pfeile angedeuteten Magnetfeldlinien um den Kurzschluss dargestellt.

Am anderen Ende des Koaxialkabels wird eine Mikrowellen-Quelle und außerdem, über einen Zirkulator eine Mikrowellendiode angeschlossen, um die reflektierte Mikrowellenleistung zu detektieren um parallel das konventionelle FMR Signal über die reflektierte Leistung messen zu können. In dem System aus Kabel und Kurzschluss bilden sich stehende Wellen aus. Die Magnetfeldverteilung in einem solchen kurzgeschlossenen Koaxialkabel wurde mit Hilfe der Software HFSS V.11 (ANSOFT) simuliert [105]. Eine Momentaufnahme einer solchen stehenden Welle zeigt Abbildung 3.1 (unten) in einer Seitenansicht für $f_{MW} = 12$ GHz bei einer angelegten Mikrowellenleistung von $p_{MW} = 1$ W. Die Magnetfeldstärke ist dabei durch eine Farbskala dargestellt, sodass Wellenknoten blau erscheinen und Wellenbäuche orange/rot. Wie auch in der Simulation zu erkennen ist, wird durch den Strom mit Mikrowellenfrequenz ein Mikrowellenmagnetfeld vor dem Kurzschluss erzeugt, wo sich die Probe für die Messungen befindet. Durch diese Geometrie ist der Kurzschluss bis zu $f_{MW} = 26$ GHz in der gleichen Größenordnung wie die Wellenlänge der Mikrowelle, und die Probe befindet sich im Nahfeldbereich des Mikrowellenfeldes. Dies führt zu einer nahezu homogenen Feldverteilung vor dem Kurzschluss.

Die Feldstärke der einzelnen Komponenten des Mikrowellenfeldes in Abhängigkeit des Abstandes z vor dem Kurzschluss ist in Abbildung 3.1 (oben rechts) aufgetragen. Wie zu erkennen ist, liegt das Mikrowellenfeld im Wesentlichen in y -Richtung in der Probenebene. Dies wird auch durch die Pfeile in Abbildung 3.1 (oben links) angedeutet. Durch die definierten Längen der Mikrowellenkabel etc. des Systems bilden sich stehende Wellen bei vielen Eigenfrequenzen aus. Für

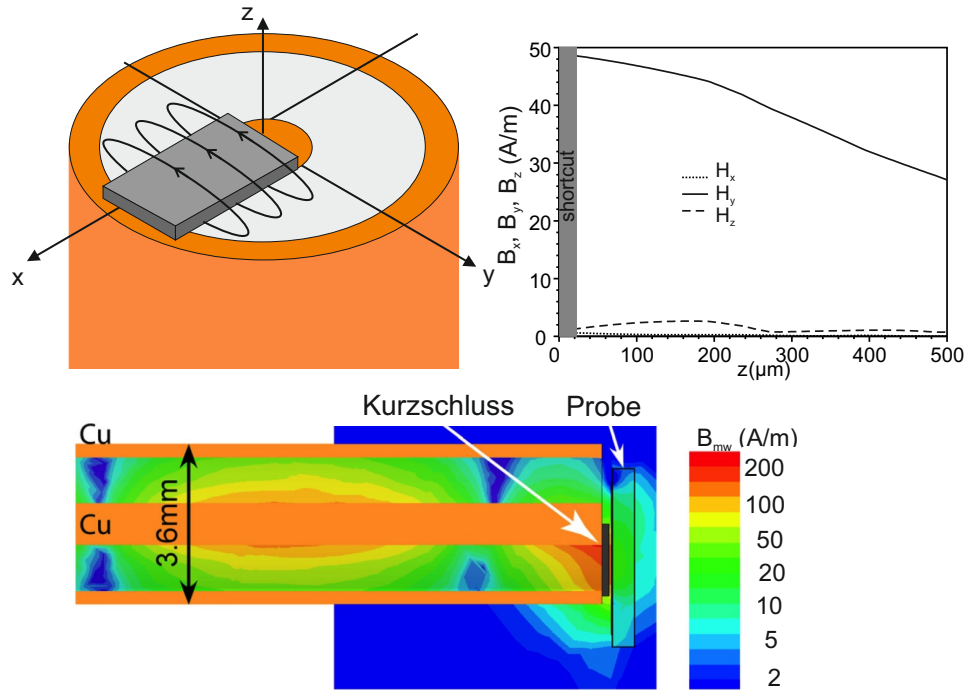


Abbildung 3.1: Oben-links: Schematische Darstellung des kurzgeschlossenen Mikrowellenkabels mit der Verteilung der Magnetfeldlinien, angedeutet durch Pfeile. Oben-rechts: Auftragung der simulierten Magnetfeldstärke des Mikrowellenfeldes entlang der links angedeuteten Richtungen. Unten: Schematische Darstellung der Amplitude der Mikrowellenfeldverteilung eines kurzgeschlossenen Mikrowellenkabels bei 12 GHz in Seitenansicht. (nach [105, 106])

3.1. MIKROWELLENANREGUNG UND -ABSORPTION(KLASSISCHE FMR)27

die FMR Messung setzt man die Frequenz der Mikrowellen-Quelle auf die einer Eigenfrequenz und legt das externe Magnetfeld entlang des Kurzschlusses an, sodass $B_{ext} \perp B_{MW}$. Da die Eigenfrequenzen sehr nah beieinander liegen, erlaubt diese Methode quasikontinuierliche Multifrequenz-Messungen. Eine weitere Beschreibung des kurzgeschlossenen Mikrowellenkabels in anderen Experimenten findet sich in [105, 106].

3.2 Methoden der Röntgenabsorption

Im Folgenden wird die experimentelle Methode der Röntgenabsorptionsspektroskopie beschrieben. Dazu wird die hohe Brillanz (eine hohe Anzahl von Photonen in einer sehr kurzen Zeit von einer kleinen Austrittsfläche in einen kleinen Raumwinkel) und volle Kontrolle von Polarisierung und Photonenenergie über einen weiten Energiebereich, wie sie an Synchrotronstrahlungsquellen zur Verfügung steht, ausgenutzt. Für die vorliegende Arbeit wurden dabei Messungen an der European Synchrotron Radiation Facility (ESRF) [107], und der Swiss Light Source (SLS)[108] und am Stanford Synchrotron Radiation Laboratory (SSRL) [109] durchgeführt. Dabei wurde für die Messungen Synchrotronstrahlung sowohl im harten als auch im weichen Röntgenbereich verwendet.

Synchrotronstrahlung

Zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung werden Elektronen in einem Synchrotron auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und dann in einen Speicherring injiziert, in dem sie auf einer Kreisbahn gehalten werden. Wie aus der klassischen Elektrodynamik bekannt ist, emittieren beschleunigte Ladungen Strahlung. Eine mathematische Beschreibung wurde zuerst von A. LIÉNARD und E. WIECHERT eingeführt, wobei retardierte Potentiale verwendet werden, um das elektromagnetische Feld am Beobachtungsort mit der Ladung und dem Strom zur Zeit der Emission zu verknüpfen (LIÉNARD-WIECHERT-Potentiale). Eine ausführliche mathematische Beschreibung dieser sogenannten Synchrotronstrahlung kann in [110] gefunden werden.

Der generelle Aufbau solcher Synchrotronstrahlungseinrichtungen besteht dabei aus einer Elektronenquelle, bei der durch thermische Emission oder Feldemission freie Elektronen generiert werden, die dann in einem Microtron oder einem Linearbeschleuniger vorbeschleunigt werden, bevor sie als Elektronen-Pakete ('Bunches') in den eigentlichen Synchrotronring injiziert werden. Dort werden sie durch synchronisierte Hochfrequenzmagnetfelder, die in Hohlraumresonatoren eingekoppelt werden, bis zu einer Energie von beispielsweise 6 GeV bei der ESRF weiter beschleunigt. Dabei werden die Elektronen durch nachgeregelter Magnetfelder auf einer Kreisbahn gehalten und durch Multipolmagnete refokussiert. Von dort aus werden sie in den Speicherring injiziert, wo sie bei einer konstanten Energie gehalten und nur Energieverluste ausgeglichen werden. Dazu werden Hochfrequenzhohlraumresonatoren verwendet. Alle zwei bis drei Nanosekunden ist ein Elektronenpaket möglich, das beim Durchflug durch die Kavität beschleunigt und komprimiert wird, sodass eine Pulslänge mit einer Halbwertsbreite von ~ 50 ps entsteht [82, 83]. Diese zur Verfügung stehenden Plätze für Elektronen (Bunches) müssen allerdings nicht gefüllt sein. Unterschiedliche Füllstrukturen sind realisierbar, um eine optimierte Zeitstruktur für die verschiedenen Experimente zu ermöglichen. Die Umlauffrequenzen im Speicherring der ESRF (der

einen Umfang von 844 m hat) liegen dabei bei 355 MHz bei einem Ringstrom im Speicherring von bis zu 200 mA, wenn alle Elektronenpakete gefüllt sind [107]. An den Stellen, wo die Elektronenpakete durch Ablenkmagnete oder Insertion Devices (Undulatoren oder Wiggler) ihre Richtung ändern, wird die Strahlung ausgesendet, die zu den Messungen im Experiment verwendet wird. Bei einem Ablenkmagneten werden die Elektronen durch einen Dipolmagneten um einige Grad abgelenkt. Die so entstehende, kontinuierliche Strahlung ist in der Ebene des Speicherrings linear polarisiert, und zunehmend zirkular polarisiert, wenn der Betrachtungswinkel aus der Ringebene heraus verlegt wird. Für einen Polarisationsgrad von nahezu eins ist dafür schon ein Winkel von 0.001° ausreichend [48].

Ein höheres Maß an Polarisationskontrolle und Strahlbrillanz lässt sich allerdings durch Undulatoren erzielen. Ein Undulator besteht aus einer planaren Anordnung von Dipolmagneten mit orthogonaler Orientierung. Die Elektronen, die die so resultierende Feldverteilung durchlaufen, werden durch die LORENTZ-Kraft auf eine schlängelnde (engl. wiggly) Bahn gezwungen wie in Abbildung 3.2(a) angedeutet. Die so an verschiedenen Stellen erzeugte Strahlung interferiert und erzeugt Strahlung hoher Intensität mit Maxima bei bestimmten Wellenlängen in Abhängigkeit von der Periode λ_u , der Magnetanordnung und deren Magnetfeldstärke und der Energie der Elektronen. Die effektive Magnetfeldstärke kann dabei variiert werden, indem der vertikale Abstand zwischen den beiden Reihen (das Gap) variiert wird. Zur Erzeugung von elliptisch (bzw. zirkular) polarisierter Strahlung kann ein helikaler Undulator verwendet werden. Dieser besteht aus vier planaren Blöcken mit Magneten, wobei jeweils zwei in einer Ebene liegen (siehe Abbildung 3.2(b)). Jeweils ein Block der oberen und ein Block der unteren Reihe kann horizontal um die Phase ϕ verschoben werden. Für eine Phasenverschiebung von $\phi = 0$ (oder $\phi = \lambda/2$) ist die Elektronenbewegung eine Schlangenlinie in der horizontalen (oder vertikalen) Ebene, sodass horizontal (oder vertikal) polarisierte Strahlung emittiert wird. Um zirkular polarisierte Strahlung zu erhalten, müssen die Elektronen eine Spiralbahn beschreiben. Dies erfolgt, wenn die Phasenverschiebung $\phi = \lambda/4$ (oder $\phi = -\lambda/4$) beträgt.

Die Strahllinien selber, die sich im Strahlverlauf hinter den Undulatoren befinden, sind im Allgemeinen mit optischen Komponenten zur Fokussierung und Monochromatisierung des Strahls ausgestattet. Diese Monochromatoren enthalten als dispersives Element aufgrund der stark unterschiedlichen Absorptionsquerschnitte in den beiden Röntgenbereichen im weichen Röntgenbereich ein Gitter und im harten Röntgenbereich ein Einkristall.

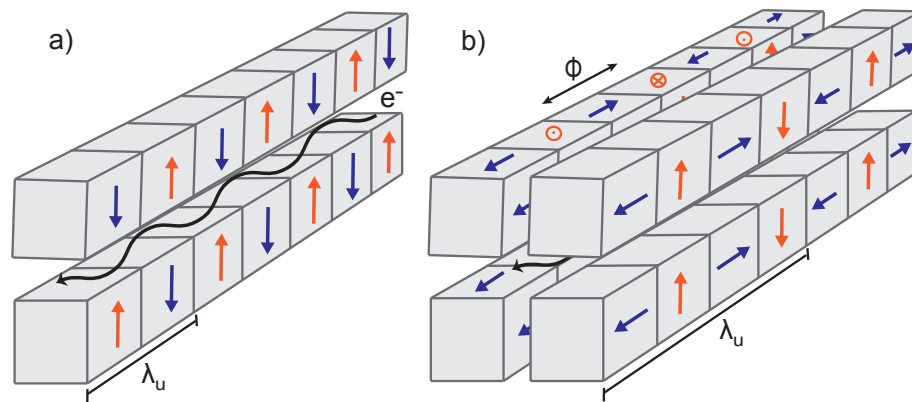


Abbildung 3.2:

Schematischer Aufbau der Magnetanordnung eines Undulators nach [111]; die Pfeile geben die Magnetisierungsrichtung (der Permanentmagneten) an.

(a) Einfache Anordnung eines planeren Undulators zur Erzeugung linear polarisierter Strahlung

(b) Die notwendige Anordnung zur Erzeugung elliptisch polarisierter Strahlung

SLS SIM: Strahllinie für weiche Röntgenstrahlung

Die Strahllinie S(urface) I(nterface) M(icroscopy) an der SLS [108] ist mit einem Paar aus zwei helikalen Permanentmagnet-Undulatoren ausgerüstet, die Strahlung im Energiebereich von 95 - 2000 eV, mit variabler Polarisierung und einem Polarisationsgrad von mehr als 98% liefern. Diese Kombination ermöglicht den sogenannten Tune-Detune-Modus, bei dem die beiden Undulatoren mit der Phase auf unterschiedliche Helizitäten eingestellt werden können. Die Gap-Werte der Undulatoren werden dann im Folgenden so eingestellt, dass ein Undulator für die gewünschte Photonenenergie optimiert ist, während der andere so weit geöffnet wird, dass er keine Strahlung liefert (also verstellt (engl. detuned) ist). Der Energieunterschied zwischen zirkular polarisiertem Licht umgekehrter Helizität beträgt typischerweise weniger als 0.02 eV [88]. Dies ermöglicht ein schnelles Wechseln der Helizität ohne die Phase zu verschieben, was zum einen der Materialermüdung vorbeugt und zum anderen deutlich schneller ist. So kann die Helizität häufig gewechselt werden, was entscheidend ist für Experimente, die empfindlich auf zeitliche Messartefakte sind, wie die Röntgendetektierte FMR, da so viele schnellere Spektren aufgenommen werden können, die dann aufsummiert werden.

Der Speicherring der SLS wird im Top-Off-Modus betrieben. Hierbei werden Elektronen, die bereits auf die Endgeschwindigkeit beschleunigt wurden, direkt in den bereits gefüllten Speicherring injiziert. Mit dieser Art der Injektion wird alle drei Minuten der Ringstrom auf 400 mA wiederaufgefüllt. Diese häufige Injektion ermöglicht einen nahezu konstanten, möglichst hohen Ringstrom und somit Röntgenstrahlung mit maximaler und möglichst gleichbleibender Intensität für die Experimente.

Der optische Aufbau der SIM Strahllinie basiert auf einem ebenen Gittermonochromator (plane grating monochromator SX-700 type) in kollimiertem Licht mit einer Energieauflösung von $\Delta E/E = 1/5000$. Die Gitterkonstanten der verwendeten Gitter liegen dabei zwischen 300/mm und 1200/mm, je nach verwendeter Photonenenergie. Durch eine Kombination aus verschiedenen Fokussierspiegeln und Spalten kann die Strahlgröße auf bis zu $100\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ (horizontal und vertikal) reduziert werden. Die optischen Komponenten werden dabei durch Wasserkühlung von der Strahlungsleistung befreit und auf einer konstanten Temperatur gehalten.

Für die XFMR Messungen wurde für die an der SIM Strahllinie durchgeführten Experimente, die im Rahmen dieser Arbeit konstruierte Messkammer mit einem CF 40 Flansch an das Strahlrohr angeschlossen.

ESRF ID 12: Strahllinie für harte Röntgenstrahlung

Die Strahllinie ID 12 an der ESRF bietet harte Röntgenstrahlung zirkularer und linearer Polarisation im Bereich von 2 - 20 keV [112, 113]. Zirkular oder linear polarisierte Strahlung kann von jedem der drei helikalen Undulatoren APPLE-II, HELIOS-II und ElectroMagnet/Permanent Magnet Hybrid Undulator (EMPHU) mit einer Magnetperiode λ_u zwischen 38 mm und 80 mm geliefert werden, die so für die verschiedenen Photonenenergien optimiert sind. Die Helizität der Röntgenstrahlung kann dabei in einer Zeit unter 10 Sekunden gedreht werden.

Im weiteren Verlauf der Strahllinie befinden sich optische Komponenten zur Fokussierung des Strahls und ein Monochromator zur schmalbandigen Kontrolle der Photonenenergie. Dazu werden zwei Si(111) Einkristalle, der auf einer Temperatur von -140°C gehalten werden, und ein feststehender Austrittspalt verwendet. Die einfallende Intensität I_0 kann mit Hilfe verschiedener Metallgitter, die in den Strahlengang gebracht werden können, durch den erzeugten Photostrom gemessen werden. Für die Messung an der Co Kante wird dabei beispielsweise ein Ti Gitter verwendet.

Verschiedene Messkammern stehen für unterschiedliche experimentelle Anforderungen an Magnetfeld und Signaldetektion zur Verfügung. In dieser Arbeit wurde eine Messkammer verwendet, in der in einer hemisphärischen Geometrie acht Photodioden angebracht sind, die über einzelne Elektrometer ausgelesen werden können. Zur Datenübertragung wird dabei eine optische Datenleitung verwendet, um das System elektronisch abzukoppeln. Vor die einzelnen Photodioden können Filter aus verschiedenen Materialien angebracht werden, um niederenergetische Strahlung und Elektronen von der Detektion fernzuhalten. Für die hier vorgestellten Experimente an der Fe K-Kante wurde Kaptonfolie und Ni Folie verwendet. Der wesentliche Unterschied lag dabei in der unterschiedlichen Absorption der niederenergetischen Photonen, die von Ni absorbiert werden aber von Kapton nicht. Zur Messung der Röntgendetektieren FMR wurde der in Kapitel 3.4 beschriebene Messaufbau, dessen Messkomponenten sich auf einem Manipulatorkopf mit einem CF 150 Flansch befinden, in diese Messkammer so eingesetzt, dass die Probe zentrisch vor den Photodioden im Strahl positioniert werden konnte.

3.3 Proben

In dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Probenkategorien verwendet, zum einen Proben auf isolierenden Saphirsubstraten zur Probenstromdetektion, und zum anderen Proben auf SiN Membranen zur Messung der Röntgentransmission. Zur Herstellung der Proben wurde hochauflösende Elektronenstrahlolithographie (EBL) verwendet.

3.3.1 Proben zur Probenstromdetektion

Bei den Proben, die mittels der Probenstrommessungen untersucht wurden, handelt es sich um Py Filme mit Co Streifen auf einem Saphirsubstrat. Diese Probengeometrie erzeugt durch die Orientierung der Co Streifen und die Kopplung miteinander und mit dem Py Film bei der FMR Resonanzlinien für Co, die je nach Orientierung bei der Resonanzposition des Py Films liegen und bei einer anderen Orientierung deutlich abweichen. XFMR-Messungen bei diesen Ausrichtungen waren als Vergleichsexperimente gedacht. Aufgrund der geringen Amplitude der Co Resonanzlinien war die Realisierung bisher jedoch nicht möglich.

Als Substrat wurde 50 μm dickes Saphir (Al_2O_3) der Firma Crystec [114] verwendet, um einerseits eine hohe elektrische Isolation ($>100\text{ G}\Omega$) zwischen der zu untersuchenden Metallschicht und der Kammermasse für die Detektion des durch die Röntgenstrahlen erzeugten Photostroms zu gewährleisten. Andererseits wird durch die geringe Dicke eine gute Ankopplung an die rückseitige Mikrowelle geschaffen, da wie in der Beschreibung der Mikrowellen-Kurzschluss-Technik gezeigt die Feldstärke des Hochfrequenzmagnetfeldes mit zunehmendem Abstand zum Kurzschluss abnimmt. Die lateralen Abmessungen des Substrates betragen $5\text{ mm}\times 10\text{ mm}$. Mit Hilfe einer mit einem Laserstrahl geschnittenen Maske wird zunächst eine Kontaktfläche aus Gold (Au) mit Zuleitung zur eigentlichen Probe, wie in Abbildung 3.3 (4) schematisch zu erkennen ist, aufgedampft.

Zum Verdampfen der verschiedenen Materialien wurde eine Elektronenstrahlverdampfanlage verwendet, wie sie im Rahmen mehrerer Doktorarbeiten aufgebaut und modifiziert wurde [115, 116]. In dieser Anlage können sowohl ferromagnetische Materialien wie Nickel (Ni), Kobalt (Co), Eisen (Fe) und Permalloy (Py) als auch nicht ferromagnetische Materialien wie Gold (Au), Titan (Ti), Kupfer (Cu) oder Platin (Pt) verdampft werden. Die dafür in Pellets geschmolzenen Materialien besitzen eine hohe Reinheit von $>99.99\%$. Der Basisdruck der Vakuumkammer beträgt typischerweise $p_B = 2 \cdot 10^{-9}\text{ mbar}$. Die Aufdampfrate wird durch das gleichzeitige Bedampfen eines Schwingquarzes gemessen und durch den Vergleich mit Referenzschichten mittels Rasterkraftmikroskop (AFM) kalibriert. Typische Aufdampfraten in der Anlage liegen bei $0.2 - 0.3\text{ \AA/s}$ und ein typischer Druck beträgt $p_B = 2 \cdot 10^{-8}\text{ mbar}$.

Mit einer zweiten Maske wird im Anschluss die 20 nm dicke Py Schicht mit den Abmessungen $1\text{ mm}\times 0.5\text{ mm}$ aufgedampft. Auf diese Py-Schicht werden dann

anschließend mittels EBL Felder mit 20 nm dicken Co Streifen ($400 \text{ nm} \times 0.7 \mu\text{m}$) aufgebracht. Die Größe entspricht dabei der Größe des Mikrowellenkurzschlusses, um eine homogene Mikrowellenanregung zu gewährleisten. Eine so hergestellte Probe ist in Abbildung 3.3 schematisch (3,4) und als Elektronenmikroskopische Aufnahme (1) dargestellt. Eine Übersicht inklusive der Probenstromkontakte ist in Abbildung 3.3 (5) zu sehen.

Die ideale Zusammensetzung von Permalloy ist 80% Nickel und 20% Eisen. Da Eisen und Nickel nicht koverdampft, sondern aus einem gemeinsamen Pellet verdampft wurden, ist es wichtig, die Zusammensetzung zu untersuchen, da die beiden Elemente nicht die gleichen Aufdampfparameter aufweisen und sich somit die Zusammensetzung des Pellets mit der Zeit verändert. Daher wurden unter gleichen experimentellen Bedingungen aufgedampfte Referenz-Filme hergestellt [117] und mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX) untersucht. Dies erfolgte in dem auch zur Probenherstellung mittels Elektronenstrahlolithographie verwendeten Elektronenmikroskop der Firma Zeiss (Modell LEO 1530) [118] mit einem Detektor der Firma Oxford Instruments (Typ XMAX 80 mm^2). Das aufgenommene Spektrum wurde mittels eines für dünne Schichten optimierten Analyseprogramms (thin films Programm) ausgewertet, um die Zusammensetzung der Probe zu bestimmen.

Für Referenz-Py-Filme ergibt sich eine deutlich erhöhte Eisenkonzentration von etwa 35% (gegenüber 20%) und eine entsprechend reduzierte Nickelkonzentration von 65%. Durch diese EDX-Analyse konnte auch ermittelt werden, dass eine leicht reduzierte Schichtdicke von 18 nm im Vergleich zu den angestrebten 20 nm erzeugt wurde.

Elektronenstrahlolithographie

Die einzelnen Prozessschritte der zur Probenherstellung verwendeten Elektronenstrahlolithographie (EBL) werden in Abbildung 3.4 dargestellt. Der Herstellungsprozess wird dabei unter Reinraumbedingungen durchgeführt, um die Kontamination der Proben zu minimieren. Im ersten Prozessschritt wird ein Tropfen elektronenempfindlicher Lack auf die Probe aufgeschleudert (wie in Abbildung 3.4 1) dargestellt). Dabei wird die Probe mit typischerweise 6000 Umdrehungen/min rotiert, um eine gleichmäßige Verteilung auf dem Substrat zu erreichen. Der verwendete Lack ist ein in Ethylacetat und Chlorbenzen gelöstes Polymethylacrylat (PMMA) der Firma Allresist [119]. Anschließend wird das belackte Substrat für 10 Minuten bei 150°C auf einer Heizplatte getempert, um das Lösungsmittel restlos zu verdampfen und so definierte Lackeigenschaften zu erhalten (Die dafür verwendeten Parameter wurden in verschiedenen Arbeiten ermittelt ([116] und Referenzen darin).

In einem Rasterelektronenmikroskop (SEM) der Firma Zeiss (Modell LEO 1530) [118] mit integrierter Schreibeinheit der Firma Raith (Elphy Plus) wird der Lack durch den Elektronenstrahl gezielt über ein vorher erstelltes Layout

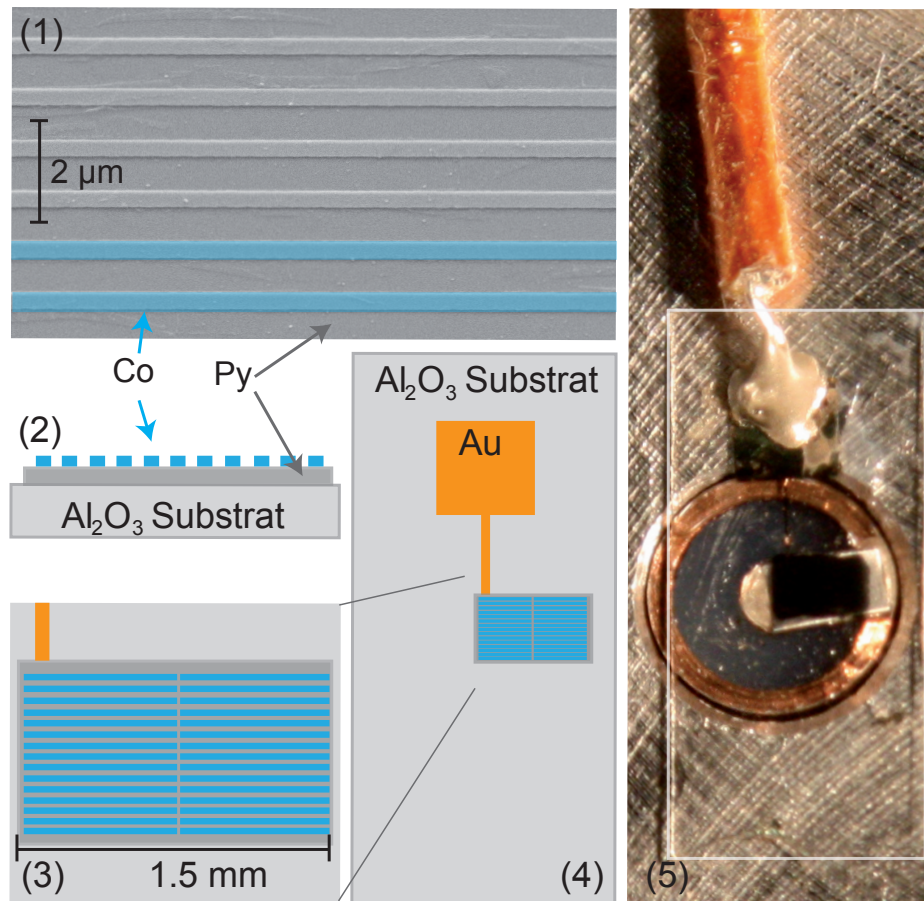


Abbildung 3.3: Darstellung der Probengeometrie: (1) SEM-Aufnahme eines Ausschnittes der Probe von Py mit horizontalen Co Streifen (angedeutet in blau), (2) Schematische Darstellung des Probenquerschnittes mit dem Py Film in grau und den Co Streifen in blau dargestellt, (3) Ausschnitt der schematischen Darstellung der Probengeometrie, (4) Schematische Darstellung der Probengeometrie mit Au-Kontakt und (5) Photographie einer Probe mit angeschlossenem Kabel zur Probenstromdetektion auf dem Kurzschluss des Mikrowellenkoaxialkabels. Das Saphirsubstrat ist zur besseren Sichtbarkeit weiß umrandet.

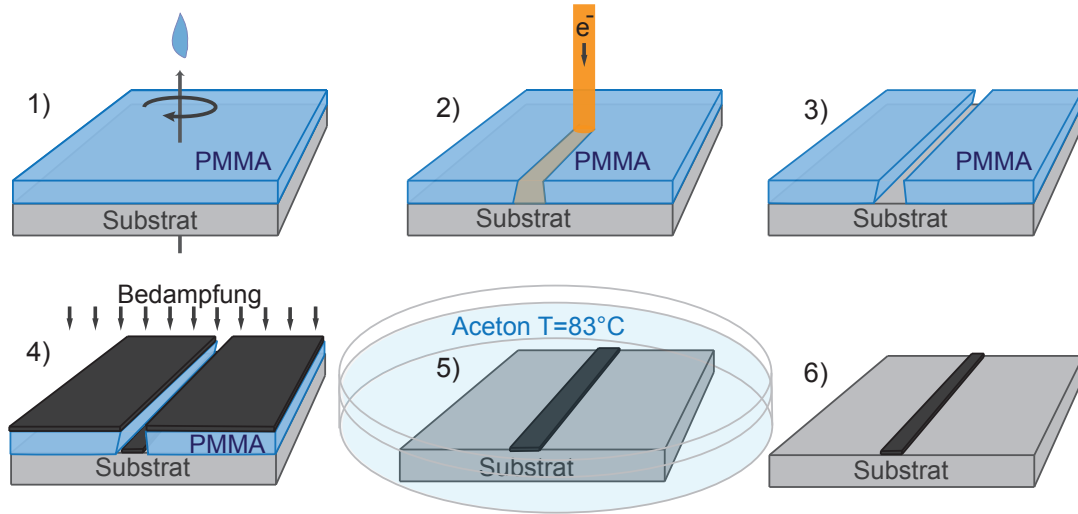


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Elektronenstrahlolithographie in Kombination mit Elektronenstrahlverdampfung: (1) Aufschleudern des PMMA-Lackes, (2) Belichten des Lackes mit einem Elektronenstrahl, (3) Entwickeln der belichteten Struktur, (4) Bedampfung des Substrates mit Lackmaske, (5) Ablösen der Lackschicht und (6) Fertige Struktur

belichtet (mit einer Dosis von typischerweise $150 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$). Dabei werden die Polymerketten des Lackes durch Vorwärts- und Rückwärtsstreuung der Elektronen aus dem Substrat aufgebrochen. Die Löslichkeit des Lackes ist folglich für den Entwickler (einer Lösung aus 25% Methylisobutylketon (MIBK) und 75% Isopropanol (IPA) (Typ AR600-56)) erhöht, sodass der Lack an diesen mit Elektronen bestrahlten Stellen herausgelöst wird, bis der Entwicklungsprozess nach 30 s durch einen Stopper des Typs AR600-60 abgebrochen wird. Besonders die Rückstreuung der Elektronen ist dabei wichtig für ein unterkehliges Höhenprofil des Lackes, welches im Folgenden für ein glattes, rechteckiges Kantenprofil der lateralen Struktur entscheidend ist [120]. Anschließend wird in der bereits beschriebenen Elektronenstrahlverdampferanlage mit Co bedampft. Nach dem Bedampfen wird die Probe in ein Bad aus Aceton mit der Temperatur $T=83^\circ\text{C}$ gelegt und so die verbliebene PMMA-Lackschicht mit der darauf befindlichen Metallschicht abgelöst (Lift-Off-Prozess', Abbildung 3.4(5)). Auf dem Substrat bleibt nur die gewünschte Metallstruktur an den zuvor belichteten Stellen zurück (Abbildung 3.4(6)). Bei den in dieser Arbeit verwendeten Proben handelte es sich dabei um zwei $1 \times 0.7 \text{ mm}$ große Felder mit $400 \text{ nm} \times 0.7 \text{ mm}$ großen und 20 nm dicken Co Streifen. Diese Streifengeometrie des Co führt zu der Ausbildung dipolar gekoppelter stehender Spinwellen, wie in der winkelabhängigen FMR Messung in Abbildung 3.5 sichtbar ist.

Plasmabehandlung zur Oxidreduktion

Um die Oxidation der Probenoberfläche zu verhindern, wurden die Proben durch eine Abdeckschicht geschützt. Dazu wurde zunächst die bestehende Oxidschicht mit einem H_2 Plasma reduziert und danach mit einer 3 nm Al Schicht abgedeckt. Um eine erneute Oxidation der Probe zu verhindern, wurde eine speziell für diese Arbeit konstruierte Plasmakammer an die bestehende Aufdampfanlage angeschlossen. Eine Reduktion von Oxidschichten mittels eines H_2 -Plasmas ist bereits aus der Untersuchung von Metalloxid-Nanopartikeln bekannt [121, 122, 123]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Plasmakammer mit induktiv gekoppeltem Plasma an die Transferkammer der bereits beschriebenen Elektronenstrahlverdampferanlage angebaut, wie sie in ähnlicher Form im Anhang der Dissertation [124] beschrieben wird. Dazu wird über eine Spule, die um einen Quarzglaszylinder gewickelt ist, ein Wechselfeld ($f = 13.56 \text{ MHz}$) mit der Leistung 25 W im Inneren des Quarzzylinders erzeugt, durch das H_2 -Gas mit einem Partialdruck von $p_{\text{H}_2} = 0.01 \text{ mbar}$ über ein Feindosierventil in die Kammer geleitet wird. Im H_2 -Gas wird so ein elektrischer Wechselstrom erzeugt, der ein Plasma mit ca. 10^{15} freien Elektronen pro cm^3 erzeugt. Der Druck zum Zünden des Plasmas ist dabei mit bis zu 0.1 mbar deutlich höher. Diese Plasmabehandlung wurde für zwei Stunden an den Proben durchgeführt. Anschließend wurden diese in die Elektronenstrahlverdampferanlage eingeschleust und mit einer 3.5 nm dicken Aluminiumschicht abgedeckt. Aluminium eignet sich für XAS an der Fe L_3 -Kante besonders gut, da es im Vergleich zu Eisen eine deutliche geringere Absorption zeigt und auch bei geringen Dicken zuverlässig vor Oxidation schützt, wie bereits bei Experimenten an Fe Nanowürfeln gezeigt werden konnte [125].

Magnetische Charakterisierung

Zur magnetischen Charakterisierung der Proben wurden neben den FMR-Messungen auf dem Kurzschluss auch winkelabhängige konventionelle FMR-Messungen in einem klassischen, hohlleiterbasierten FMR-Aufbau mit X-Band Mikrowellen-Resonator durchgeführt.

Neben den strukturierten und abgedeckten Proben für die XFMR wurden auch unter gleichen Bedingungen hergestellte Referenz-Filme aus Py hinsichtlich ihrer magnetischen Eigenschaften untersucht, wie sie auch für die Bestimmung der Fe und Ni Konzentration verwendet wurden und in [117] beschrieben werden.

Für diese klassischen FMR-Messungen wurde eine kommerzielle Apparatur der Firma Bruker [126] vom Typ Elexys verwendet. Das externe Magnetfeld wird durch einen Elektromagneten erzeugt, der Magnetfelder in einem Bereich von $0 < B_{ext} < 2.17 \text{ T}$ liefert. Der Aufbau basiert auf einer klassischen Hohlleiter-Mikrowellenleitung und es können verschiedene Resonatoren und Mikrowellenquellen verwendet werden. Für die hier gezeigten Messungen wurde ausschließlich ein X-Band Resonator mit einer Eigenfrequenz um 9.5 GHz verwendet, der eine Güte von etwa 4000 aufweist. Mittels eines Goniometers kann der Winkel zwischen Probe und externem Magnetfeld innerhalb der Schichtebene kontinuierlich verändert werden. Je nach Probenmontage können entweder die azimutale oder die polare Winkelabhängigkeit gemessen werden. Dadurch können die Anisotropiefelder der Probe bestimmt werden. Die Detektion des Messsignals erfolgt bei diesen Messungen über Lock-In-Detektion, wobei das extern angelegte Magnetfeld mit Hilfe von Modulationsspulen moduliert wurde. Durch die Modulationsspulen können Amplituden des Modulationsfeldes von bis zu 3 mT eingestellt werden. Allerdings werden in der Regel deutlich geringere Modulationsamplituden verwendet, um eine Übermodulation und somit eine Beeinflussung der Linienbreite durch die Modulation zu verhindern. Bei den hier gezeigten Messungen wurde eine Modulationsamplitude von 1 mT verwendet. Wie in Kapitel 3.1 erläutert, ergibt sich somit als Messsignal die Ableitung des dissipativen Anteils der Hochfrequenzsuszeptibilität $\frac{\partial \chi''}{\partial B}$.

Das Magnetfeld des Mikrowellenfeldes innerhalb des Resonators ist, anders als bei der Kurzschlussstechnik, bei Messungen mit dem externen Magnetfeld innerhalb der Schichtebene senkrecht zur Schichtebene orientiert. Weitere experimentelle Details zu Funktionsweise und Aufbau eines solchen hohlleiter- und resonatorbasierten FMR Aufbaus finden sich im Detail in mehreren anderen Arbeiten [21, 99, 116].

In Abbildung 3.5 (unten) ist eine winkelabhängige FMR-Messung bei $f_{MW} = 9.491 \text{ GHz}$ in der Ebene der Probenoberfläche in einer Graustufenskala dargestellt. Dabei ist der azimutale Drehwinkel in der Ebene über dem extern angelegten Magnetfeld aufgetragen. Die Intensität des Messsignals, also $\frac{\partial \chi''}{\partial B}$ ist dabei in Graustufen zwischen minimaler Intensität in schwarz und maximaler Intensität in weiß angegeben. Ein einzelnes FMR-Spektrum als Funktion des externen

Magnetfeldes ist in Abbildung 3.5(oben) dargestellt. Dieses Spektrum, das eine klare aus zwei Linien bestehende Resonanzkurve zeigt, entspricht der im unteren Teil der Abbildung als orangefarbene Linie dargestellten Orientierung der Probe. Für diese Orientierung liegt das externe Magnetfeld parallel zu den Co Streifen an. Dies entspricht der Orientierung der Probe in der XFMR-Apparatur.

In der azimuthalen winkelabhängigen FMR-Messung in der Probenebene erkennt man eine Resonanzlinie starker Intensität, die unabhängig vom Winkel bei ca. 100 mT liegt. Diese Linie ist die Hauptresonanz des Py-Films und wird auch bei den Referenzproben aus reinem Py beobachtet, wo sie nur eine minimale Winkelabhängigkeit, und somit Anisotropie in der Ebene aufweist [117]. Diese bestätigt eine für Py typische Anisotropie, die kaum Beiträge der kristallinen Anisotropie zeigt, sondern durch die Form dominiert ist.

Zusätzlich zu der Py-Linie erkennt man verschiedene Linien deutlicher schwächerer Intensität, die eine starke Winkelabhängigkeit und ein maximales Resonanzfeld bei einer Verdrehung der Probe um 90° relativ zur XFMR Orientierung, also für die Ausrichtung der Co Streifen senkrecht zum externen Magnetfeld, aufweisen. Diese zusätzlichen Resonanzlinien sind durch das Wechselspiel von der Formanisotropie der Co-Streifen, die eine Magnetisierungsrichtung entlang der Co-Streifen favorisiert, den dipolaren Wechselwirkungen zwischen den Streifen und der Kopplung an die Py-Schicht zu erklären, sollen aber im weiteren Verlauf der Arbeit nicht ausführlicher behandelt werden, da lediglich in der Orientierung der Probe gemessen wurde, bei der die Resonanzlinien mit der Py Linie zusammenfallen.

Ferner wurde die Probe mit der integralen SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) Magnetometrie hinsichtlich der Größe ihrer Magnetisierung untersucht. Das SQUID basiert auf einem supraleitenden Ring mit einem isolierenden Kontakt, dem sogenannten JOSEPHSON-Kontakt. Die Magnetisierung kann in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes und der Temperatur gemessen werden [127, 128].

Ein SQUID-Magnetometer der Firma Quantum Design Modell MPMS XL 5 [129] erlaubt die Bestimmung des magnetischen Moments der Probe mit einer Genauigkeit von etwa 10^{-10} Am^2 (10^{-7} emu). Um das magnetische Moment zu bestimmen, werden über die Fläche und Schichtdicke der Probe die magnetischen Momente pro Volumen bestimmt und so die gemessene Magnetisierung umgerechnet. Für die unter gleichen Bedingungen aufgedampfte Referenz-Py-Probe wurde eine Sättigungsmagnetisierung von $M_s=1024 \text{ kA/m}$ mit einem Fehler von ca. 10% bestimmt. Dieser Wert ist im Vergleich zum Literaturwert für Permalloy von etwa $M_s=800 \text{ kA/m}$ [130] erhöht. Dieser erhöhte Wert für die Sättigungsmagnetisierung kann durch die im Kapitel der Probenherstellung beschriebene erhöhte Eisenkonzentration im Vergleich zu idealem Permalloy bedingt sein [131].

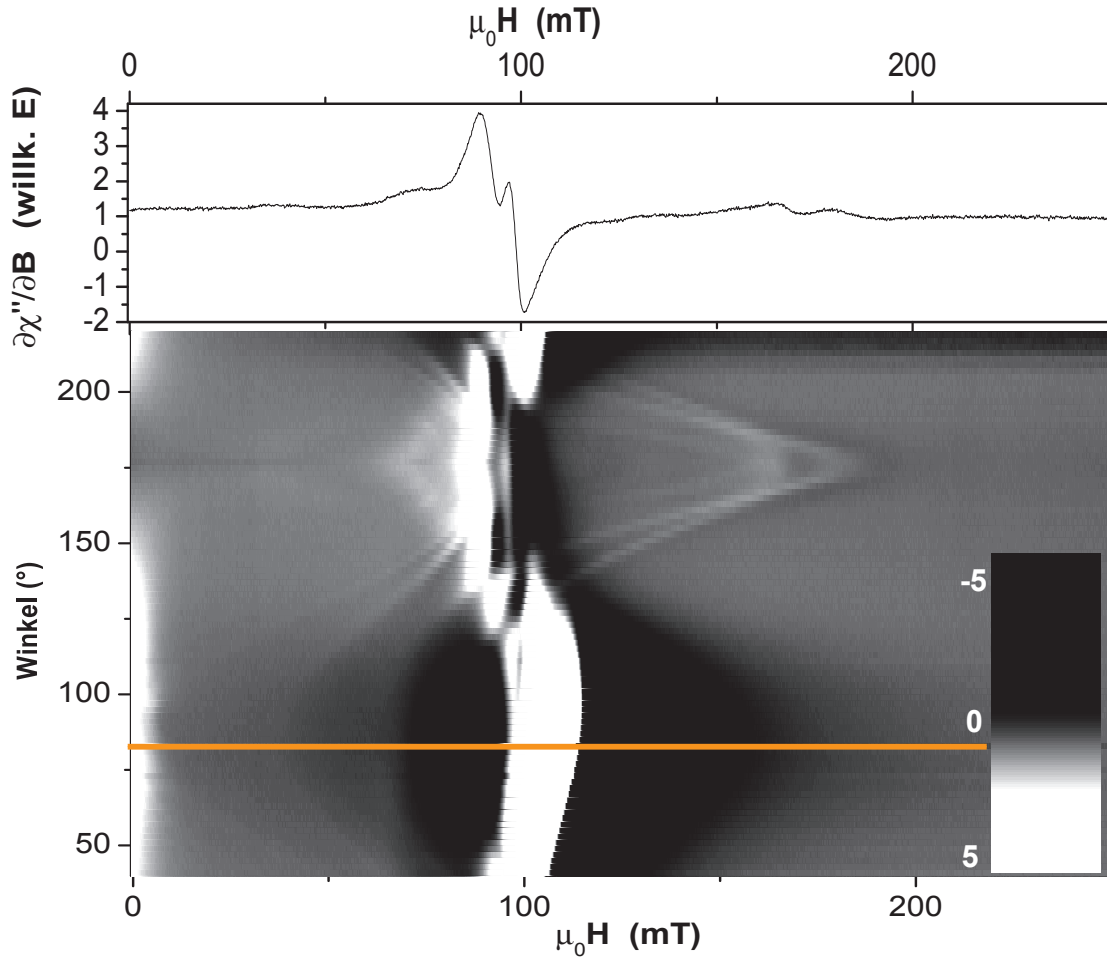


Abbildung 3.5: Konventionelle, feldmodulierte FMR-Messungen einer Py Probe mit Co Streifen im X-Band Resonator ($f_{MW} = 9.491$ GHz und $T = RT$):

Unten: Winkelabhängigkeit (in der Probenebene) in einer Graustufendarstellung der Intensität aufgetragen über der Feldstärke des externen Magnetfeldes B_{ext} . Die orangefarbene Linie deutet dabei die Orientierung der Probe in der Messapparatur für die XFM an.

Oben: Ein einzelnes FMR-Spektrum (das der XFM-Orientierung (orangefarbene Linie) entspricht)

Konventionelle Röntgenabsorptionsspektroskopie

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte, experimentelle Aufbau zur Messung der Ferromagnetischen Resonanz erlaubt auch die Aufnahme konventioneller Röntgenabsorptionsspektren. Dabei kann die Röntgenabsorption wie üblich durch die Auszeichnung des Kompensationsstroms (electron yield) als Funktion der Photonenenergie aufgezeichnet werden. In Abbildung 3.6 sind diese auf den Kanten sprung normierten Röntgenabsorptionsspektren (XANES) und die Röntgenzirkulardichroismusspektren (XMCD) für die Fe, Ni und Co $L_{3,2}$ -Kanten aufgetragen.

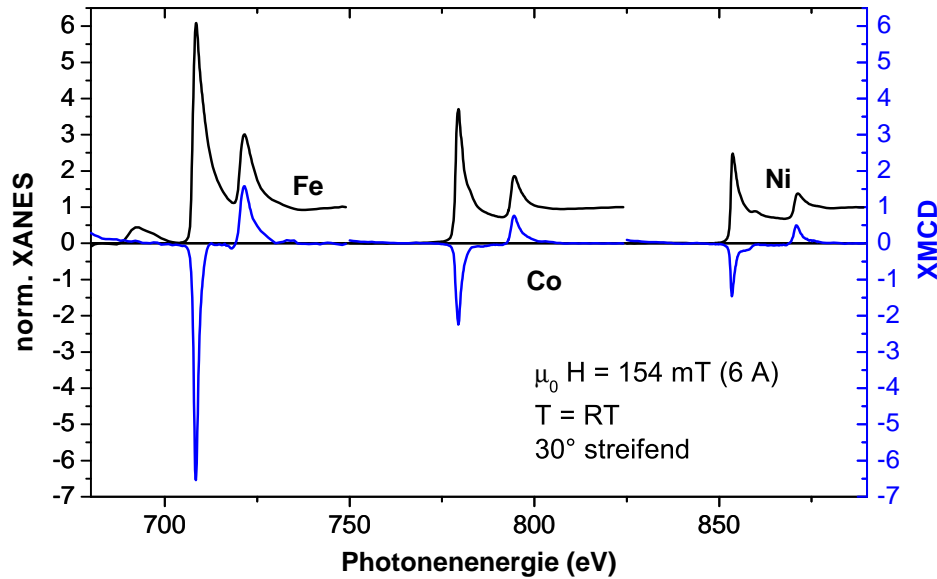


Abbildung 3.6: Einzelne statische XANES und XMCD Spektren aufgenommen durch Polarisationsumkehr in Probenstromdetektion für die Fe, Ni und Co $L_{3,2}$ -Kanten, gemessen bei Raumtemperatur

Zur Messung des Röntgenzirkulardichroismus wurden Röntgenabsorptionsspektren unter einem konstantem Magnetfeld von 154 mT aufgenommen. Die zirkulare Polarisation der Röntgenstrahlung wurde umgekehrt, um die Differenz der Spektren für das XMCD Signal bilden zu können. Um Einflüsse des zeitlich nicht konstanten Ringstroms oder der Strahllinie zu minimieren, wurde parallel zum Probenstromsignal ein Referenzsignal I_0 eines bei Strahldurchgang an einem metallischen Netz erzeugten Photostroms kurz vor der Messkammer aufgezeichnet, durch das das Absorptionssignal I geteilt wurde. Die Spannung des Absaugbleches wurde derart optimiert, daß das Probenstromsignal ein möglichst geringes Rauschen aufwies und die Einflüsse des Magnetfeldes minimal wurden;

auf eine komplette Feldumkehr wurde dennoch verzichtet, da für XFMR-Spektren nur eine Feldrampe über ein kleines Feldintervall in nur einer Feldrichtung aufgenommen wurde.

Die Röntgenstrahlung fiel streifend unter einem Winkel von 30° zwischen Strahl und Probenoberfläche ein. Dieser Winkel ist ein Kompromiss zwischen einem möglichst flachen Einfall und damit einer möglichst parallelen Ausrichtung von Strahl und einem möglichst homogenen externen Magnetfeld, welches in der Probenebene anliegt und somit den geometrischen Anforderungen des Probenhalters und der Polschuhe des Magneten.

Im Vorkantenbereich der Fe Absorptionskante ist ein zusätzliches Absorptionssignal zu erkennen, das nicht von Permalloy, Co oder Al stammt. Die Photonenenergie, bei der das Signal auftritt, stimmt mit der K-Kante von Fluor bei $E_{Ph}(F_{K-Kante}) = 696.7 \text{ eV}$ überein [132]. Ein solches Absorptionssignal ist von anderen an der Strahllinie durchgeführten Messungen an der Fe Kante bekannt und trat im Zusammenhang mit elektronenstrahl-lithographisch hergestellten Proben auf [133]. Dies lässt auf eine leichte Verunreinigung der Probe durch den Herstellungsprozess schließen. Es ist jedoch eine Verunreinigung der Strahllinie möglich, die ein solches Signal erzeugt. An der weiteren spektralen Form der Absorptionsspektren kann man ablesen, dass die Probe nicht oxidiert und somit durch die Al Deckschicht ausreichend geschützt war [134].

Neben der quasi-statischen Vorcharakterisierung der Probe dient die Messung des XMCD Signals auch der Feinjustierung im Röntgenstrahl, indem die Probenposition auf das maximale statische XMCD-Signal optimiert wird. Außerdem wurde die Photonenenergie des maximalen XMCD-Signales ermittelt, bei der im weiteren die XFMR Signale als Funktion des externen Magnetfeldes untersucht wurden.

3.3.2 Proben zur Röntgenfluoreszenzmessung

Die Proben, die für die Messungen im harten Röntgenbereich an der ID12 der ESRF verwendet wurden bestehen aus einer Py-Schicht auf einem $50 \mu\text{m}$ dicke Saphir (Al_2O_3) Substrat, auf das in der bereits beschriebenen Aufdampfanlage mit einer Maske eine 200 nm dicke Py Schicht mit den Abmessungen $1 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ aufgedampft wurde. Anschließend wurde diese Schicht mit 5 nm Al zur Oxidationsprävention abgedeckt.

Konventionelle, quasi-statische Röntgenabsorptionsmessungen an den Fe und Ni K-Kanten wurden mit Hilfe der Photodioden der ID 12 mit den dort implementierten Elektrometern und Signalverarbeitung durchgeführt. Die auf den Kantensprung normierten Absorptions- und XMCD Spektren der untersuchten Probe sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Wie bei den Messungen im weichen Röntgenbereich, wurde auch bei den Röntgenabsorptionsmessungen im harten Röntgenbereich ein streifender Einfall der Röntgenstrahlung auf die Probe im

Winkel von 30° zwischen Probenoberfläche und Strahl gewählt, da die geometrischen Bedingungen des Magnetjoches und des Probenhalters dieselben waren.

An der spektralen Form der Absorptionskante mit einer breiten und ausgeprägten Schulter am Kantenanstieg lässt sich der metallische Charakter der Probe ohne Oxidation ablesen [135]. Allgemein ist die spektrale Form der Absorptionskanten und des XMCD für die Ni und die Fe K-Kante sehr ähnlich, da es sich um eine metallische Legierung mit delokalisierten Endzuständen handelt und die elektronische Struktur der beiden Elemente sehr ähnlich ist, da sie im Periodensystem direkte Nachbarn sind.

Wie in Abbildung 3.7 zu erkennen ist, sind die maximalen XMCD Signale an der Fe und Ni K-Kante mit $XMCD_{max} \approx 0.11\%$ im Vergleich zu den Absorptionssignalen sehr klein, da aufgrund der mangelnden Spin-Bahnaufspaltung des Anfangszustandes lediglich das orbitale Moment zum Signal beiträgt.

Um Messartefakte aufgrund von nicht hundertprozentiger zirkularer Polarisation der Röntgenstrahlung und struktureller dichroischer Effekte zu minimieren und so die Messung kleiner Signale wie dem XMCD an der K-Kante oder XFMR zu ermöglichen, wurde zur Bildung des XMCD Signals sowohl das angelegte Magnetfeld als auch die Polarisationsrichtung des Röntgenstrahls umgekehrt. Außerdem wird wie bei der Röntgenspektroskopie im weichen Röntgenbereich zur Unterdrückung des Einflusses der zeitlichen Fluktuationen des Ringstroms und der Strahllinie ein Referenzsignal I_0 durch ein Photostromsignal an einem Metallnetz in der Strahllinie direkt vor der Messkammer aufgenommen. Durch dieses Referenzsignal wird dann das Messsignal I geteilt.

Um den Einfluss des variierten, extern angelegten Magnetfeldes auf die Position der Probe und das XMCD Signal zu untersuchen, wurden Messungen bei verschiedenen Feldstärken und Magnetfeldrichtungen durchgeführt.

In Abbildung 3.8 (links) ist eine mit Hilfe des XMCD-Signals bei der Photonenenergie $E_{Ph} = 7.12 \text{ keV}$ ($\Delta E/E = 0.0001$) gemessene Hysterese aufgetragen. Man erkennt den waagerechten Verlauf bei höheren Feldern und die schmale Öffnung der Hysterese beim Nullfeld, die typisch für Permalloy ist.

Auf der rechten Seite der Abbildung 3.8 ist die Röntgenabsorption bei $E_{Ph} = 7.12 \text{ keV}$ bei Variation der Probenposition bei verschiedenen, angelegten externen Magnetfeldern von $+155 \text{ mT}$ und -155 mT aufgetragen. Das Plateau in der Mitte des Graphen mit erhöhter Absorption ist die Probe. Wie klar zu erkennen ist, ist im Rahmen der Auflösungsmöglichkeit des verwendeten Schrittmotors im Mikrometerbereich keine Beeinflussung der Probenposition und der Röntgenabsorption durch das externe Magnetfeld zu beobachten. Dies belegt die mechanische Stabilität des XFMR Aufbaus.

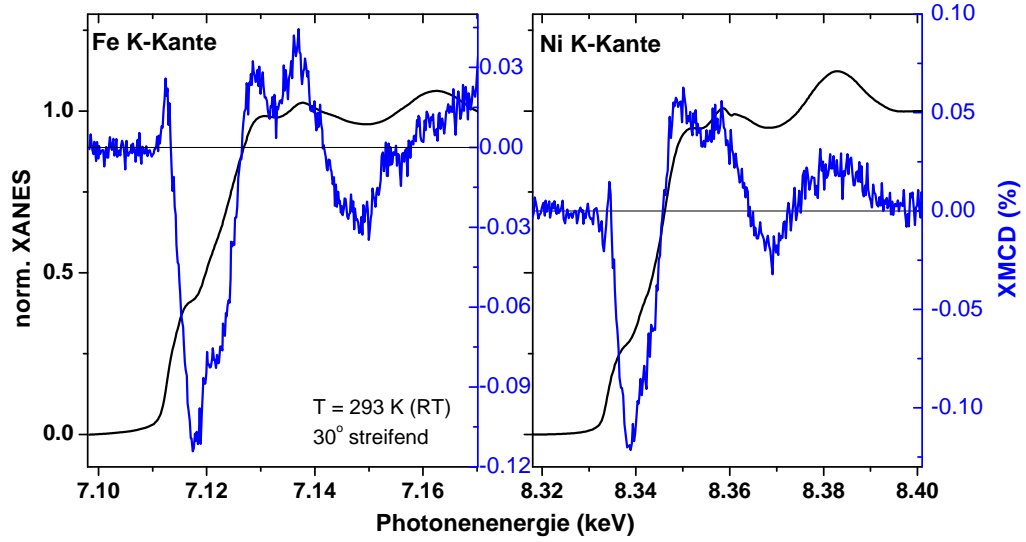


Abbildung 3.7: Einzelne statische XANES und XMCD Spektren aufgenommen durch Polarisations- und Feldumkehr für die Fe K-Kante bei Raumtemperatur

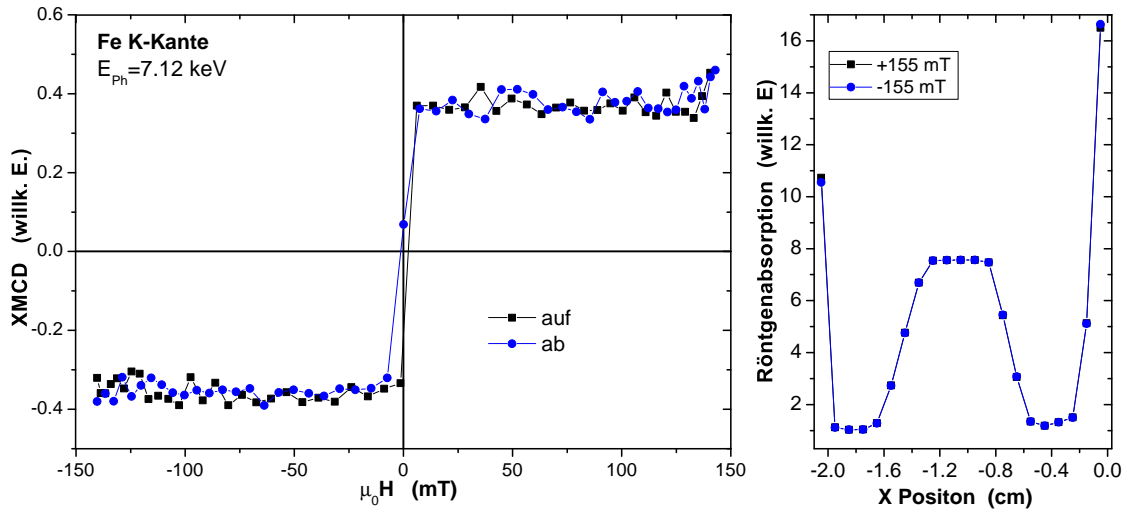


Abbildung 3.8: Links: Elementspezifische Hysterese, aufgenommen an der Fe K-Kante im XFMR-Aufbau an der ESRF
Rechts: Röntgenabsorption, aufgenommen für verschiedene Probenpositionen bei angelegtem Magnetfeld

3.3.3 Proben zur Röntgentransmissionsmessung

Neben der Detektion der XFMR über den Probenstrom um oberflächenempfindlich die dynamischen Eigenschaften zu untersuchen ist auch eine räumliche Auflösung von Interesse um beispielsweise Spinwellen abzubilden. Deswegen wurde eine weitere Art der Proben zur Messung der FMR mittels Röntgendetektion mit Mikrowellenleitern in Form eines Omegas auf SiN-Membranen entwickelt. Diese Probengeometrie erlaubt im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Proben mit dem kurzgeschlossenen Mikrowellenkabel zur Mikrowellenanregung die Messung der Röntgentransmission. Sie eröffnet so die Möglichkeit der Kombination der XFMR mit einer Ortsauflösung eines STXM (Scanning Transmission X-Ray Microscope), die durch die fokussierende Zonenplatte und Vibrationen mit etwa 20-25 nm begrenzt ist [136]. Die Entwicklung dieser Technik ist jedoch noch Gegenstand aktueller Arbeiten (in unserer Kollaboration) und soll deswegen hier nur kurz beschrieben werden, um ein Verständnis der vielfältigen zukünftigen Möglichkeiten zu liefern.

Eine schematische Darstellung des Aufbaus einer solchen Probe ist in Abbildung 3.9 a) abgebildet. Die 100 nm dicke SiN Membran befindet sich auf einem Rahmen aus Si, in den in der Mitte ein quadratisches Fenster von $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ eingeschnitten ist, in dem sich nur die freistehende Membran befindet. Diese Membranen sind eine Spezialanfertigung der Firma Silson [137] bei denen für den Si Rahmen Si mit besonders hohem elektrischen Widerstand ($>8500\ \Omega$) verwendet wurde, um eine optimale Mikrowellenleitung zu gewährleisten.

Innerhalb dieses Fensters befindet sich die Omega-Struktur für die Mikrowellenanregung. Ähnliche, zum Teil deutlich größere Strukturen auf Si Substraten wurden entwickelt, um über die Erhöhung des Füllfaktors eine erhöhte Sensitivität zu erhalten. Die höhere Empfindlichkeit braucht man, um kleinere, μm große Objekte mit geringer Materialmenge mittels der FMR oder ESR untersuchen zu können. Die Strukturen wurden dabei so optimiert, dass sie als Resonator einer bestimmten Mikrowellenfrequenz betrieben werden konnten [138, 139, 140].

Die Omegastrukturen, die hier auf SiN Membranen verwendet wurden, sind nicht resonant konzipiert, um eine breitbandige Mikrowellenanregung zu erlauben. Eine Erhöhung der Magnetfeldstärke der Mikrowelle am Probenort oder eine erhöhte Sensitivität bei der Detektion der reflektierten Mikrowellenleistung sind für diese Experimente nicht erforderlich.

Die Herstellung der Proben erfolgte, indem zunächst ein 400 nm dicker Goldfilm mit einem auf hohe Raten optimierten thermischen Verdampfer auf die Membran aufgebracht wurde. Das Schreiben der Struktur erfolgte mittels einer Kombination der Elektronenstrahlolithographie mit einem Ar-Sputterverfahren. Die einzelnen Prozessschritte sind in Abbildung 3.10 dargestellt. Wie bereits beschrieben wird dazu bei der Elektronenstrahlolithographie zunächst ein PMMA Lack aufgeschleudert und ausgehärtet. Dann wird die Struktur mittels des Elektro-

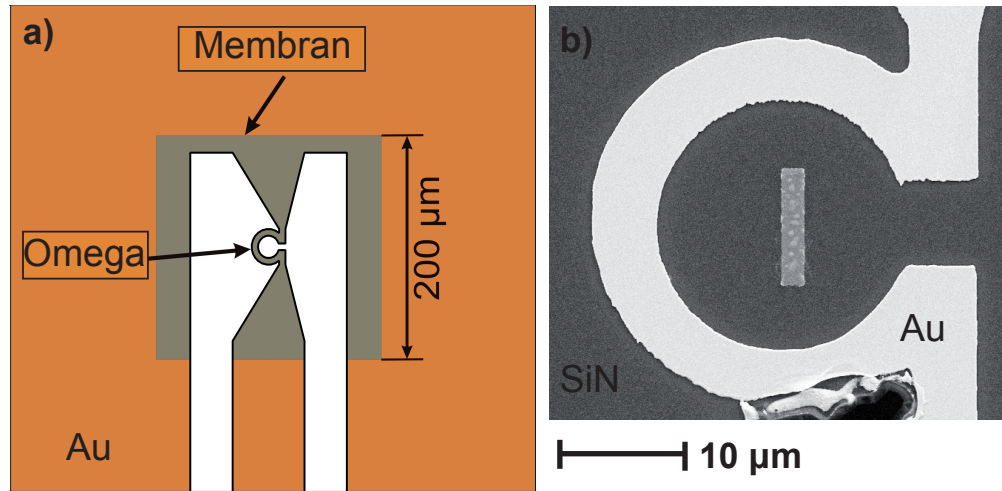


Abbildung 3.9: a) Schematische Darstellung der Proben zur Messung der XFMR mittels Röntgentransmission: In orange/braun ist der mit Au bedeckte Bereich angedeutet und die weißen Bereiche wurden für die Strukturierung mit Ar freigesputtert b) SEM Aufnahme eines Omegas (aus Au) mit Py Streifen in der Mitte

nenmikroskops geschrieben und anschließend entwickelt. Danach wird ein Ar-Sputterverfahren verwendet, wie es in [141] detailliert beschrieben ist.

Die dazu verwendete Kammer hat einen Basisdruck von $p_B = 5 \cdot 10^{-8}$ mbar. Über ein Feindosierventil ist es möglich, Argon mit einem Partialdruck von $p_{Ar} = 2 \cdot 10^{-5}$ mbar, einzulassen. Die Argon-Atome werden ionisiert (Ar^+) und mit einer Spannung von 1 kV auf die Probe beschleunigt. Die auf die Probe auftreffenden Ar^+ -Ionen tragen bei ihrem Aufschlag Material von der Probe ab (Abbildung 3.10). Hierbei werden sowohl der Lack als auch die unbedeckte Schicht abgetragen; der unter dem Lack befindliche Teil der Schicht ist jedoch geschützt und bleibt erhalten.

Bei der Herstellung dieser Struktur zur Mikrowellenleitung ist besonders wichtig, dass keine metallischen Materialreste im Inneren des Omegas zurückbleiben, da diese zu einem elektrischen Kurzschluss über die Probe führen könnten. Zur Kontrolle der freigesputterten Bereiche wurden deshalb anschließend elektronenstrahlmikroskopische Aufnahmen gemacht und eine EDX-Analyse mit einer sehr langen Integrationszeit und optimiertem Detektorwinkel durchgeführt.

Der restliche Lack wird in einem warmen Acetonbad entfernt. (Der Lack konnte jedoch trotz langer Verweilzeit und mechanischer Bearbeitung nicht vollständig gelöst werden, da er durch den Beschuss mit Ar-Ionen zusätzlich ausgehärtet war) In das Zentrum des Omegas wird in einem zweiten Lithographieschritt die eigentliche Probe geschrieben. Zur Ausrichtung wurden dabei Marken mit festgelegtem Abstand und Position verwendet, die bereits im ersten Schritt mitgeschrieben

werden und bei der Ausrichtung des Elektronenstrahls für den zweiten Lithographieschritt zunächst mit einer geringeren Belichtungszeit ausgelesen werden.

Als untersuchte Proben wurden dabei Kreise und Streifen mit verschiedenen Durchmessern im Bereich von $10\text{--}20\text{ }\mu\text{m}$ verwendet, die aus 40 nm dickem Co und Permalloy bestehen. Um eine Oxidation der Proben zu verhindern, wird eine 5 nm dicke Abdeckschicht aus Al verwendet, die direkt im Anschluss auf die Probe aufgedampft wird, bevor der restliche PMMA Lack entfernt wird.

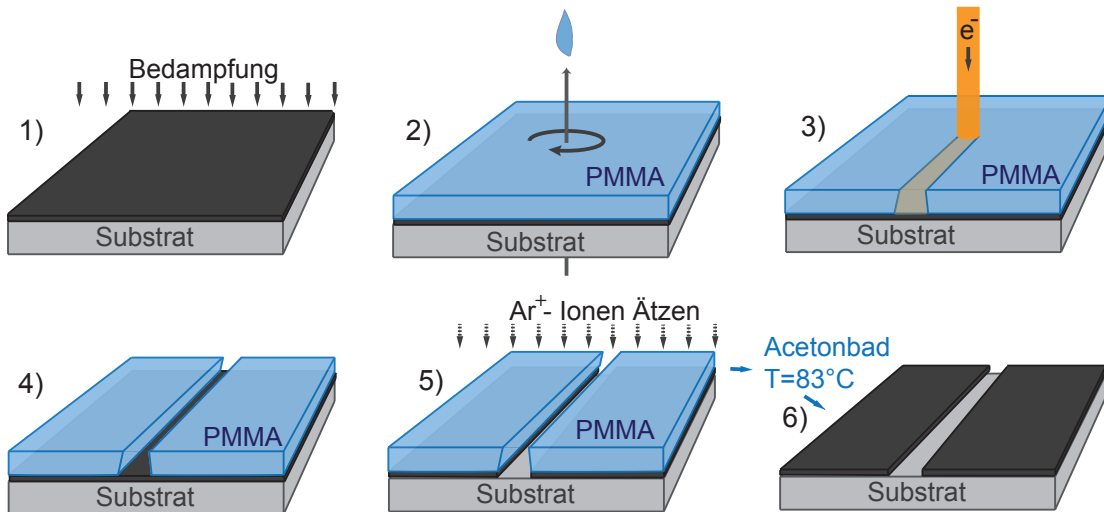


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Elektronenstrahlolithographie in Kombination mit Ar^+ Ionenätzen: (1) Bedampfung des Substrates, (2) Aufschleudern des PMMA Lackes, (3) Belichten des Lackes mit einem Elektronenstrahl, (4) Entwickeln der belichteten Struktur, (5) Ar^+ Ionenätzen der Probe mit Lackmaske, (6) Ablösen der Lackschicht und fertige Struktur

3.4 Messaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein experimenteller Aufbau entwickelt und gebaut, der zum einen konventionelle FMR-Messungen bei beliebigen Frequenzen bis zu 20 GHz erlaubt und zum anderen die Möglichkeit der gleichzeitigen Messung der Röntgenabsorption bietet.

Um Röntgenabsorption an Synchrotronstrahllinien messen zu können, ist eine Vakuumkammer notwendig, um eine Verschmutzung der optischen Komponenten im Strahlengang zu verhindern. Für die XFMR-Messapparatur wurde eine Vakuumkammer mit einer Turbopumpe mit Vorpumpe und einem typischen Druck von $p = 2 \cdot 10^{-9}$ mbar gebaut in die der experimentelle Aufbau eingebaut wurde. Aufgrund von Streufeldern wurde auf eine Ionengetterpumpe verzichtet.

Eine schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Für die Mikrowellenanregung wird dabei ein kurzgeschlossenes Koaxialkabel verwendet, wie es in Kapitel 3.1 beschrieben wurde. Über dieses Koaxialkabel wird die Mikrowelle geleitet, die von einem Rhode & Schwarz Mikrowellengenerator erzeugt und über einen nachgeschalteten Mikrowellenverstärker verstärkt wird. Dies ermöglicht Mikrowellenleistungen bis zu $P_{MW} = 1$ W.

Um die Auslenkung der Magnetisierung, die dieser Mikrowellenleistung und dem hier verwendeten Aufbau bei 20 nm dicken Py Filmen abzuschätzen, wurde ein Simulationsprogramm verwendet, das die LANDAU-LIFSCHITZ-Gleichung für gegebene Materialparameter und Mikrowellenfelder löst [142]. Für die aus Referenzfilmen bestimmten Parameter eines Py Films erhält man eine Verkürzung der Projektion der Magnetisierung um 0,006%, was einem Auslenkwinkel von deutlich unter 1° (0.62°) entspricht.

Um eine Lock-In-Detektion der FMR und XFMR zu ermöglichen, wird die Amplitude der Mikrowelle für die magnetfeldabhängig gemessenen FMR-Spektren sinusförmig moduliert, wobei die Modulationsfrequenz wie in Kapitel 4 beschrieben bezüglich des thermischen Verhaltens des Systems und der Ansprechzeiten der Detektionselektroniken optimiert wurde.

Mit Hilfe von zwischengeschalteten Isolatoren und einem Zirkulator wird die Mikrowelle über den Kurzschluss zum Ort der Probe (Abbildung 3.11 P) geleitet. Dieser befindet sich in der Vakuumkammer, die an das Strahlrohr einer Synchrotronstrahllinie angeschlossen wird. Durch eine Vakuumdurchführung der Firma Allectra wird die Mikrowelle dafür vom Koaxialkabel außerhalb auf das kurzgeschlossene (Semi-rigid) Koaxialkabel im Vakuum geleitet. Diese für Ultrahochvakuum geeignete Durchführung ist für einen Frequenzbereich bis zu 18 GHz geeignet. Außerdem wird die reflektierte Mikrowellenleistung über das Koaxialkabel zurück geleitet und durch eine Schottky-Mikrowellen Diode (Modell DZM265AB) der Firma Herotek (Abbildung 3.11 D) detektiert. Die Schottky-Mikrowellen Diode kann ohne Vorspannung in einem Frequenzbereich von 10 MHz bis 26.5 GHz betrieben werden.

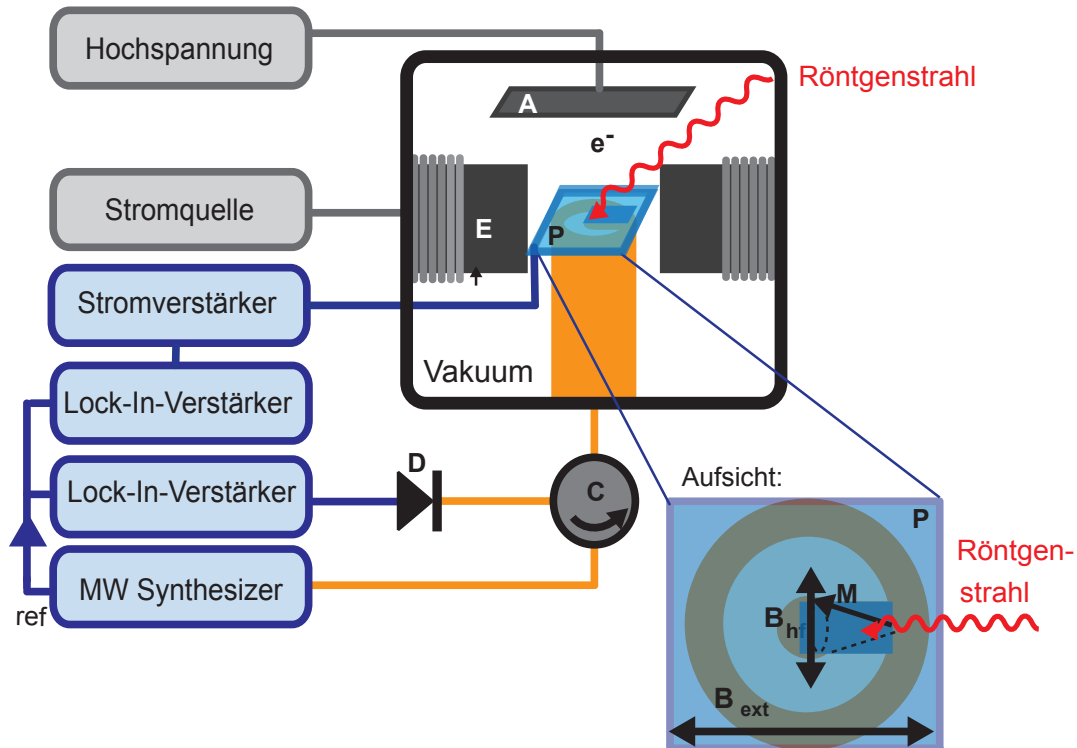


Abbildung 3.11: Schematischer Aufbau der Messapparatur zur Röntgendetektieren FMR durch Messung des durch die Röntgenstrahlung erzeugten Probenstroms: A - Blech zum Absaugen der emittierten Elektronen, E - Polschuhe des Elektromagneten für das externe Magnetfeld, C - Zirkulator zur Trennung der eingestrahlten bzw. reflektierten Mikrowellenleistung, D - Mikrowellendiode zur Detektion der reflektierten Mikrowellenleistung und P- isolierende Probe mit Kontakt zum Abführen des Probenstroms.

Zur Messung des konventionellen Mikrowellendiodensignals wurde ein digitaler Zweiphasen Lock-In Verstärker der Firma Stanford Research Instruments (SR 830) mit einer Empfindlichkeit von 1 V bis zu 1 nV verwendet. Das Referenzsignal für die Modulation wurde dabei vom Referenzausgang des Mikrowellensynthesizers geliefert.

Um ein externes Magnetfeld anlegen zu können, wurde ein Elektromagnet mit einem Reineisenmagnetjoch entwickelt. Für eine thermische Stabilität und somit reproduzierbare Magnetfeldbedingungen ist in das Magnetjoch eine Wasserkühlung integriert, und zwei Thermoelemente bieten die Möglichkeit der Temperaturüberwachung von Spule und Joch. Der Magnet kann bipolar betrieben werden. Die Stromversorgung des Magneten erfolgt über ein unipolares Netzteil der Firma Delta Electronics (Modell SM15-100) im stromgeregelten Betrieb. Für den bipolaren Betrieb kann ein Polarisationsumschalter zwischen Netzteil und Magnet geschaltet werden (RuB polarity switch Nr. 01538). Die Ansteuerung des Magneten über den Messrechner erfolgt über einen Digital-Analog-Wandler (D/A) der Firma Meilhaus Electronics GmbH (ME-RedLab 3101), der eine analoge Steuerspannung von bis zu ± 10 V liefern kann. Zur Magnetfeldkontrolle wurde in den Spalt des Magnetjoches von 7 mm ein Hallsensor der Firma Lakeshore integriert, der sich im Abstand von ca. 1-2 mm von der Probe befindet. Eine Kalibrierungskurve der Magnetfeldstärke des Magneten über der vom RedLab Digital-Analog-Wandler ausgegebenen Steuerspannung befindet sich zur Illustration in Abbildung A.1 im Anhang.

Zur Detektion der Röntgenabsorption bestehen für diesen experimentellen Aufbau mehrere Möglichkeiten: die Verwendung einer Photodiode zur Detektion der Fluoreszenzphotonen (durch die Verwendung der Photodioden der ID12 an der ESRF) oder die Detektion der durch die Röntgenstrahlung ausgelösten Elektronen, die durch einen elektrischen Kontakt kompensiert werden (Probenstrom).

Für die Röntgenabsorptionsmessung über den Probenstrom ist eine elektrische Isolation vom restlichen Aufbau entscheidend. Da aufgrund der Mikrowellenanregung von der Rückseite der Probe keine elektrisch isolierte Halterung möglich ist, wurden für die Proben hochisolierende Substrate mit einem elektrischen Widerstand >100 GOhm verwendet (wie in Kapitel 3.3 beschrieben), die dann über ein geschirmtes isoliertes Kabel, mit einer isolierten BNC-Durchführung aus der Vakuumkammer heraus, mit einem Stromverstärker der Firma Femto (DLPCA-200 Transimpedanzverstärker) [143] verbunden werden. Das durch diesen verstärkte Signal wird von einem dem anderen baugleichen Lock-In-Verstärker der Firma Stanford Research Instruments (SR 830) detektiert. Der Mikrowellensynthesizer wurde dabei moduliert betrieben das Referenzsignal für die Lock-In-Detektion vom Referenzausgang des Mikrowellensynthesizers geliefert.

Um zu verhindern, dass ausgelöste Elektronen zurück auf die Probe treffen und so nicht durch den Kompensationsstrom detektiert werden können, wird ein Blech (Abbildung 3.11 A und 3.12) mit einem Schlitz, durch den der Röntgenstrahl auf die Probe trifft, im Abstand von ca. 3 mm vor der Probenoberfläche

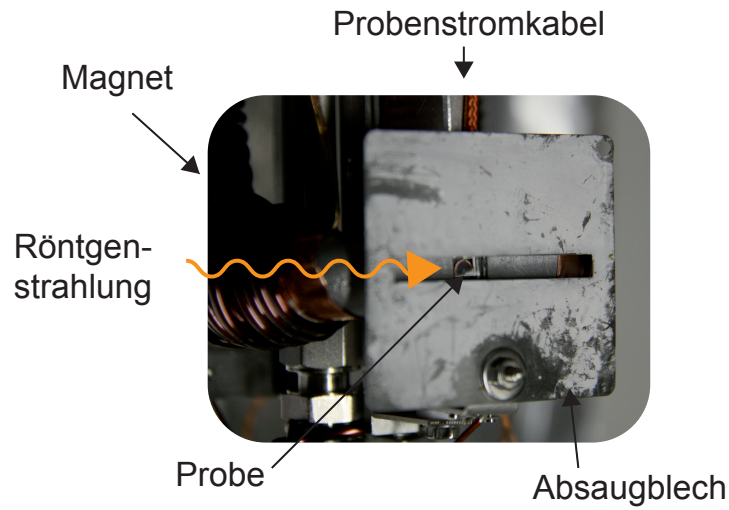


Abbildung 3.12: Photo des Aufbaus zur Probenstromdetektion mit dem Blech, an das die Absaugspannung zur Elektronenextraktion angelegt wird

positioniert. An dieses Blech wurde ein Potential von 950 V angelegt, da dies für diese Messgeometrie eine optimale Absaugspannung war, wie sich am Rauschverhalten der gemessenen Absorptionssignale zeigte.

Eine Photographie des Probenhalters und des davor angebrachten Bleches, ist in Abbildung 3.12 zu sehen. Bei der weißlichen Beschichtung, die von vorne auf dem Blech zu sehen ist, handelt es sich um ein Fluoreszenzmittel, das zur Grobausrichtung der Kammer und der Feinjustierung des Probenhalters im Röntgenstrahls diente, da der Strahlfleck ansonsten für das menschliche Auge nicht ausreichend sichtbar wäre.

Neben dem bisher beschriebenen Aufbau zur Detektion des Probenstroms war der Messaufbau in seiner Konzeption gleichzeitig so ausgelegt, dass er in die Messkammer der ID12 eingesetzt werden konnte. Diese Messkammer ist wie bereits beschrieben mit acht Photodioden ausgestattet. Diese ermöglichten die Detektion der Röntgenfluoreszenzphotonen und so auch die XFMR Messung im harten Röntgenbereich. In Abbildung 3.13 ist diese Kombination in einer Photographie des XFMR-Aufbaus zu sehen.

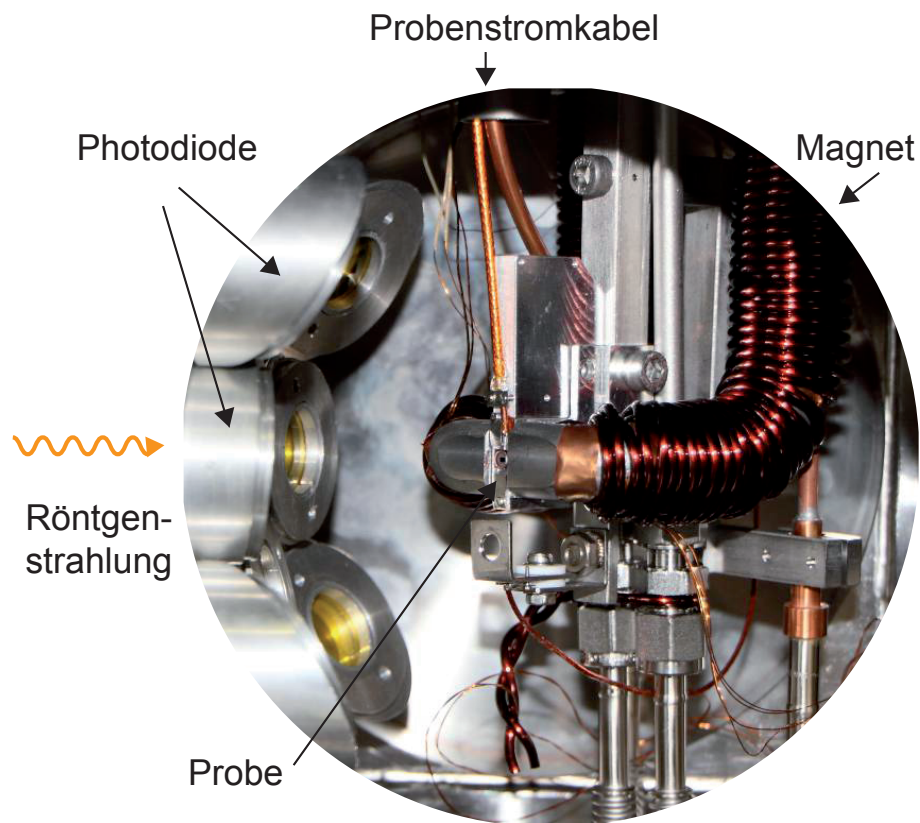


Abbildung 3.13: Aufnahme des Messaufbaus mit den Photodioden (mit Kaptonfolie) der ID12 an der ESRF.

3.4.1 Messroutinen

Allgemein werden in dieser Arbeit zwei verschiedene Arten von Spektren gezeigt. Um beispielsweise das XFMR Signal in Abhängigkeit von der Photonenenergie zu erhalten müssen die XMCD Spektren für den Resonanzfall und ohne FMR verglichen (also subtrahiert) werden. Die genauen Messroutinen, mit der die verschiedenen Datenpunkte und Spektren aufgenommen werden, können einen großen Einfluss auf die Messergebnisse haben, da beispielsweise zeitliche oder temperaturbedingte Abhängigkeiten auftreten können, die das Messsignal verfälschen. Aus diesem Grund werden in diesem Abschnitt die verschiedenen Messroutinen der verschiedenen Messreihen dargestellt und beschrieben.

Für die Photonenpektren wird die Röntgenabsorption für verschiedene Einstellungen der Mikrowelle und des externen Magnetfeldes gemessen, während die Photonenenergie durchgefahen wird. Im anderen Fall, der Magnetfeldspektren, werden Photonenenergie und Mikrowelle eingestellt und das angelegte Magnetfeld variiert.

Photonenspektren im weichen Röntgenbereich

Für die Photonenpektren im weichen Röntgenbereich werden einzelne komplette Absorptionsspektren an den $L_{3,2}$ -Kanten von Co und Fe mit verschiedenen Einstellungen für die Mikrowellenfrequenz und das externe Magnetfeld aufgenommen, da die SLS wie bereits beschrieben im Top-Off Modus betrieben wird und alle drei Minuten in den Speicherring injiziert wird. Dies macht eine Messroutine, bei der an jedem Energiepunkt die Polarisation verändert wird, ungünstig, da während des Spektrums keine Injektion erfolgen darf. Eine schematische Darstellung der Messroutine ist in Abbildung 3.14 gezeigt. Die verschiedenen Kästen (1- 8) entsprechen dabei jeweils einem Absorptionsspektrum (XAS). Um zeitliche Effekte durch experimentelle Instabilitäten zu reduzieren, werden dafür schnelle Absorptionsspektren, jeweils innerhalb des Zeitraums von drei Minuten zwischen zwei Injektionen, aufgenommen. Es werden jeweils vier Spektren aufgenommen. Nach jedem Absorptionsspektrum wird die Richtung der zirkularen Polarisation der Röntgenstrahlung (σ^+ und σ^-) gedreht, indem der bereits beschriebene Tune-Detune Modus der Undulatoren verwendet wird, um eine schnelle Polarisationsumkehr zu ermöglichen. Die Mikrowellenfrequenz wird nach jedem zweiten Spektrum verstellt, einmal mit einer Mikrowellenfrequenz $f_{MW} = f_{res} = 7.949$ GHz, die der Resonanzbedingung mit $B_{ext} = 67$ mT $= B_{res}$ entspricht, und einmal mit einer Mikrowellenfrequenz $f_{MW} = 9.557$ GHz $\neq f_{res}$, bei der die Resonanzbedingung nicht erfüllt ist. Die Mikrowellenleistung wurde während der Messungen nicht verändert, um einen Effekt, der auf dem Ein- und Ausschalten der Mikrowelle basiert zu verhindern. Außerdem wurde während der gesamten Messungen die Amplitude der Mikrowelle um $f_{mod} = 12.34$ kHz moduliert, um weitere thermi-

sche Effekte zu reduzieren. Die Effekte der Modulationfrequenz werden in Kapitel 4 näher beschrieben.

Das externe Magnetfeld wurde für die ersten vier beschriebenen Absorptionsspektren auf die Resonanzfeldstärke $B_{ext} = 67 \text{ mT} = B_{res}$ eingestellt, wie in Abbildung 3.14 (oben) in orange dargestellt. Danach wurden, analog zu den ersten vier, vier weitere Spektren bei einem Magnetfeldwert von $B_{ext} = 63 \text{ mT} = B_w$ aufgenommen, wie in blau dargestellt ist. Dieser Wert entspricht etwa dem Wendepunkt der konventionellen Resonanzlinie und, wie im weiteren erkennbar, auch einem Maximum der XFMR an der Co Kante.

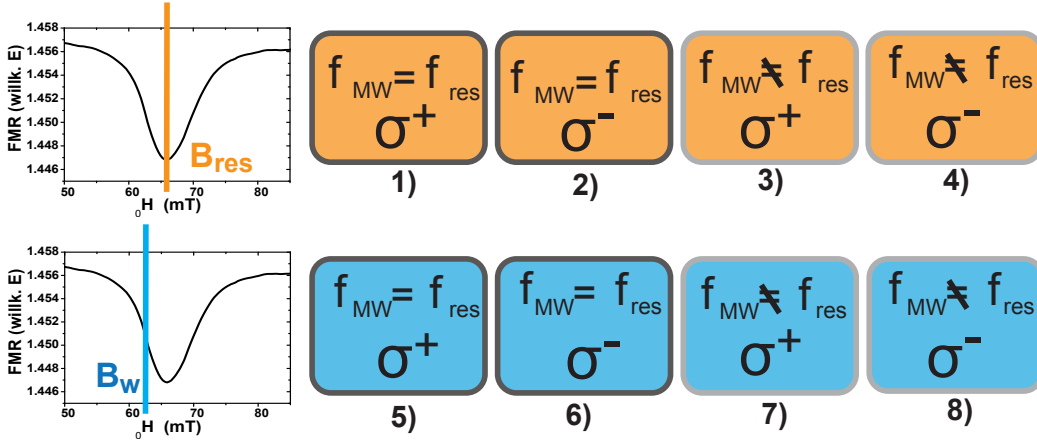


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der Messabfolge für die photonenenergieabhängigen XFMR-Spektren:

Für die beiden Magnetfeldwerte $f_{MW} = f_{res} = 7.949 \text{ GHz}$ (orange) und $B_{ext} = 67 \text{ mT} = B_{res}$ (blau) werden jeweils vier photonenenergieabhängige Spektren aufgenommen jeweils für σ^+ und σ^- mit $f_{MW} = f_{res} = 7.949 \text{ GHz}$ und $f_{MW} = 9.557 \text{ GHz} \neq f_{res}$.

Von den so gemessenen Absorptionsspektren wurde zunächst das XMCD Signal bestimmt, und anschließend wurde die Differenz der in Resonanz und nicht in Resonanz aufgenommenen XMCD Spektren gebildet. Dabei wurden jeweils nur komplette Vierer-Paare je Magnetfeldwert ausgewertet und jeweils die direkten Differenzen $\sigma^+ - \sigma^-$ ((1)-(2) und (3)-(4)) gebildet, da ansonsten Zeiteffekte das Messsignal dominieren können, wie in Kapitel 4.3 beschrieben wird.

In einer alternativen Auswertung wurde der Effekt der resonanten Mikrowellenabsorption untersucht, indem zunächst die Differenzen $(f_{MW} = f_{res}) - (f_{MW} \neq f_{res})$ für die beiden Helizitäten σ^+ ((1)-(3)) und σ^- ((2)-(4)) und die so entstehenden Signale getrennt untersucht wurden.

Die aus der Auswertung der einzelnen Messreihen ermittelten Spektren wurden dann anschließend gemittelt, um ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten.

Photonenspektren im harten Röntgenbereich

Für die Photonenspektren, die im harten Röntgenbereich an der ESRF aufgenommen wurden, wird eine etwas andere Messroutine verwendet. Die Mikrowelle wurde bei jedem einzelnen Energiepunkt in der Leistung variiert (-2 dB und -28 dB).

An der ESRF werden nur zweimal täglich Injektionen in den Speicherring durchgeführt. Dies führt zu einem kontinuierlich abfallenden Ringstrom. Daher ist es bei Messungen an der ESRF sinnvoll lange Spektren aufzunehmen und die Polarisierung und die Mikrowelle an jedem Energiepunkt zu variieren. Dazu werden pro Energiepunkt vier Messwerte aufgenommen (zwei mit hoher Mikrowellenleistung und zwei mit stark reduzierter Mikrowellenleistung). An jedem Energiepunkt wird eine kurze Wartezeit gesetzt, deren Einfluss in Abbildung 4.8 gezeigt ist.

Die Mikrowellenfrequenz war während der Messungen auf den Wert $f_{MW} = 7.941$ GHz festgelegt. Für das externe Magnetfeld gab es zwei verschiedene Einstellungswerte einmal die Resonanzfeldstärke $B_{ext} = 62$ mT = B_{res} , wie in Abbildung 4.6 in blau dargestellt und einen Magnetfeldwert weit außerhalb der konventionellen Resonanzlinie $B_{ext} = 87$ mT, wie in Zyan dargestellt ist.

Magnetfeldspektren

Für die magnetfeldabhängigen XFMR-Spektren wurde die Photonenenergie der Röntgenstrahlung auf einen Wert festgelegt, während der Messung nicht variiert und das externe Magnetfeld durchgeföhren. Diese Magnetfeldspektren wurden sowohl im harten als auch im weichen Röntgenbereich durchgeföhrt. Da die Messroutine sich jedoch nicht unterscheidet, wird hier zur Illustration die Messroutine für die Messungen im weichen Röntgenbereich beschrieben.

Um einen Einfluss des bei der Injektion stark schwankenden Ringstroms zu verhindern, wurden auch für die Magnetfeldspektren viele schnelle Spektren aufgenommen, die zwischen zwei Injektionen lagen ($t < 3$ min).

Die Polarisierung der Röntgenstrahlung (σ^+ und σ^-) wurde nach jedem dieser Magnetfeldspektren gedreht.

Die Mikrowellenfrequenz war während der Messungen auf den Wert $f_{MW} = 7.949$ GHz festgelegt, wohingegen die angelegte Mikrowellenleistung mit einer Frequenz von $f_{mod} = 12.34$ kHz moduliert wurde, deren Referenz ebenfalls an den detektierenden Lock-In-Verstärker gegeben wurde.

Zur weiteren Analyse der Messdaten wurden die Spektren nach der Polarisationsrichtung getrennt, aufsummiert und dann addiert oder subtrahiert. Um bei der Auswertung den Einfluss zeitabhängiger Artefakte zu reduzieren, wurden nur komplette Paare (σ^+ und σ^-) einbezogen und vor der Mittelung deren Einzeldifferenzen auf Auffälligkeiten untersucht.

Um den Einfluss der Photonenenergie bei diesen Messungen zu untersuchen, wurden nacheinander Messreihen bei verschiedenen Photonenenergien aufgenommen. Diese sind in Abbildung 3.15 mit verschiedenen Blautönen in das XMCD Spektrum an der Fe Kante eingezeichnet. Die Photonenenergie in Zyan (a), bei 686 eV ist dabei vor der eigentlichen Absorptionskante bei einer Energie bei der kein XMCD Signal auftritt. Die mittelblaue (b) Photonenenergie bei 707.4 eV befindet sich direkt an der Kante, wo die Photonenenergie gerade ausreichend ist um Elektronen an die Fermikante anzuregen. Die dunkelblaue Photonenenergie bei 708.4 eV entspricht der Energie, bei der ein maximaler XMCD Effekt auftritt.

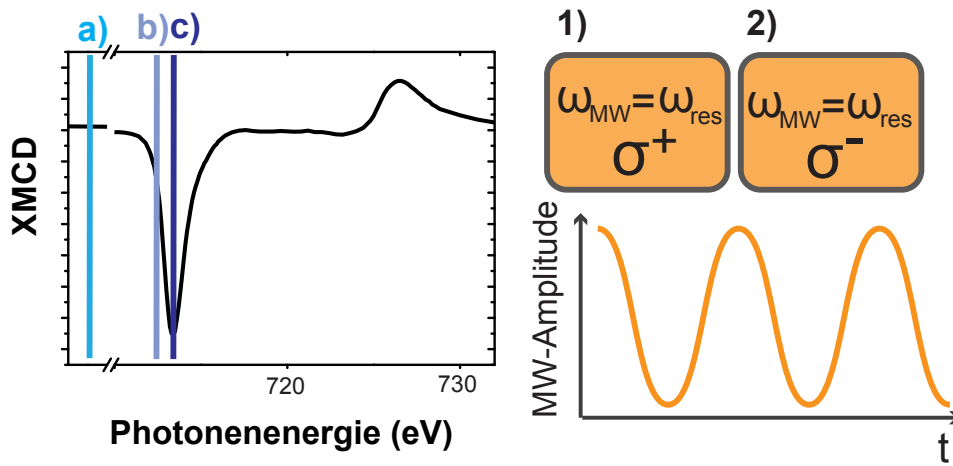


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung der Messabfolge für die magnetfeldabhängigen XFMR-Spektren:

Für die verschiedenen Photonenenergien (a) 686 eV, (b) 707.4 eV und (c) 708.4 eV werden jeweils magnetfeldabhängige Spektren für σ^+ (1) und σ^- (2) aufgenommen, während die Mikrowellenleistung mit $f_{mod} = 12.34$ kHz in der Amplitude moduliert wird.

Kapitel 4

Nicht elementspezifische Interaktion von Ferromagnetischer Resonanz und Röntgenabsorption

In diesem Kapitel werden physikalische Wechselwirkungen diskutiert, die im Zusammenhang mit der resonanten Absorption der Mikrowelle und der Absorption der Röntgenstrahlung stehen, aber nicht in direktem Zusammenhang mit der resonanten Absorption der Röntgenstrahlung an den Absorptionskanten. Ein Verständnis dieser physikalischen Phänomene ist wichtig, da die daraus resultierenden gemessenen Signale leicht mit den auf die Magnetisierung empfindlichen, durch den Röntgenzirkulardichroismus (XMCD) hervorgerufenen XFMR-Signalen verwechselt werden können, da diese ebenfalls bei der Erfüllung der Resonanzbedingung der FMR auftreten. Die Separation der 'wahren' XFMR-Signale erfordert daher sorgfältige Kontrollexperimente, wie sie mit Hilfe der in Kapitel 3 beschriebenen Meßroutinen durchgeführt werden können.

Desweiteren sind die auftretenden physikalischen Phänomene stark von dem verwendeten Detektionskanal (je nachdem ob der Probenstrom oder die Photonenabsorption detektiert wird) und der Photonenenergie der Röntgenstrahlung abhängig, sodass eine Unterteilung in Effekte, die bei der Messung im weichen Röntgenbereich (Probenstrom) auftreten und denen, die im harten Röntgenbereich (Photonenabsorption) auftreten, sinnvoll ist, wie sie in den Unterkapiteln 4.1 und 4.2 zu finden ist.

Um eine Trennung zwischen dem auf dem XMCD basierenden XFMR-Signal und den übrigen Einflüssen auf das Messsignal zu ermöglichen, werden die folgenden Kriterien berücksichtigt. Der XMCD-Effekt ist stark von der Photonenenergie und den in der Probe befindlichen Elementen abhängig, da er auf der resonanten Absorption von Röntgenstrahlung und der Anregung von Elektronen in definierte, unbesetzte Endzustände basiert. Folglich ist eine klare Abhängigkeit von der Photonenenergie ein wichtiges Kriterium für XFMR-Signale. Somit ist ein Kriterium für das Auftreten 'echter' XFMR-Signale, dass diese nur direkt an den

resonanten Absorptionskanten bei Photonenenergien auftreten, bei denen das jeweilige XMCD Signal vorhanden ist. Außerdem ist die Helizität der absorbierten Röntgenstrahlung, wie in Kapitel 1 beschrieben, entscheidend für die Polarisierung des angeregten Photoelektrons. Bei spin-bahnaufgespaltenen Endzuständen ist folglich der Absorptionsquerschnitt bei gegebener Magnetisierungsrichtung, unterschiedlich, sodass auch das XFMR-Signal stark von der Richtung der zirkularen Polarisation der Röntgenstrahlung abhängen sollte. Dies kann als weiteres Kriterium für XFMR-Signale gelten.

4.1 Einfluss auf den Probenstrom

Zur Messung der XFMR im weichen Röntgenbereich wurde im Rahmen dieser Arbeit die Detektion über die Messungen des Kompensationsstroms verwendet, der durch die durch Röntgenabsorption herausgelösten Elektronen entsteht. Ein Messsignal wird folglich von allen Effekten erzeugt, die den Kompensationsstrom beeinflussen und durch die resonante Mikrowelle und die Röntgenstrahlung entstehen.

Ein wesentlicher Aspekt der Ferromagnetischen Resonanz ist die resonante Absorption der Mikrowelle, die, indem Leistung von der Probe aufgenommen wird, dazu führt, dass es lokal zu einer Erhöhung der Temperatur der Probe kommt. Dieser Effekt kann auch zur Detektion der FMR genutzt werden [99]. Neben dieser resonanten Absorption der Mikrowelle wird jedoch auch außerhalb der Resonanz Mikrowelle absorbiert, sodass es auch dann zu einer Temperaturerhöhung kommen kann, die jedoch deutlich geringer ausfällt.

Viele physikalische Eigenschaften der Probe wiederum weisen eine Temperaturabhängigkeit auf wie beispielsweise die Magnetisierung, die magnetische Anisotropie, die Kristallstruktur und die elektrische Leitfähigkeit des Materials. Diese Eigenschaften wiederum haben einen entscheidenden Einfluss auf den Stromfluss, der durch die absorbierte Röntgenstrahlung erzeugt wird. Die Temperaturverteilung der Probe kann mit Hilfe der sich ausbreitenden thermischen Wellen beschrieben werden [99]. Die Modulation der Mikrowellenamplitude mit der Frequenz f_{mod} führt (besonders in Resonanzbedingung) zu einem oszillierenden Temperaturbeitrag T_{mod} . Die auf die Probe treffende Röntgenstrahlung führt zwar in Abhängigkeit der Photonenenergie zu einer unterschiedlichen thermischen Last auf der Probe, allerdings ist der Beitrag für eine festgelegte Photonenenergie konstant. Für die Temperatur der Probe ergibt sich somit:

$$T(\vec{r}, t) = T_0(\vec{r}) + T_{mod}(\vec{r}, t) \quad (4.1)$$

Die Wärmeleitung und Temperaturverteilung wird dabei beschrieben durch die Wärmediffusionsgleichung. In einem halbbunendlichen, homogenen Medium, das an der Oberfläche periodisch geheizt wird, ergeben sich als Lösung für diese

Wärmediffusionsgleichung eindimensionale thermische Wellen mit einem oszillierenden Anteil von [99]:

$$T_{mod}(d, t) = T_{mod,0} \cdot e^{-\frac{d}{\mu}} \cdot e^{i(\omega_{mod} \cdot t - \frac{d}{\mu})} \quad (4.2)$$

d ist dabei der Abstand zur Heizquelle und μ die thermische Diffusionslänge, die von der Modulationsfrequenz abhängig ist und der Temperaturleitfähigkeit α mit:

$$\mu = \sqrt{\frac{2 \cdot \alpha}{\omega_{mod}}} \quad (4.3)$$

Wie in Gleichung 4.3 zu erkennen ist, hängt die Temperaturverteilung stark von der verwendeten Modulationsfrequenz ab. Da bei der FMR die Probe homogen geheizt wird, ist folglich bei der Amplitudenmodulation nur das Wärmeleitverhalten des Safirsubstrates (und eventuell des Probenstromkontaktes selber) entscheidend, da das Substrat rückseitig durch dem Mikrowellenleiter-Kurzschluss moduliert geheizt wird.

Um den Einfluss verschiedener Modulationsfrequenzen auf das Messsignal und das Rauschsignal zu untersuchen, wurden verschiedene Frequenzen angewendet. Drei ausgewählte Frequenzen sind in Abbildung 4.1 dargestellt. In schwarz ist das konventionell durch Messung der reflektierten Mikrowellenleistung gemessene FMR-Signal aufgetragen, in blau das Probenstromsignal der modulierten Röntgenabsorption. Die Photonenenergie wurde auf die maximale Absorption an der Fe L_3 -Kante eingestellt, um ein optimales Absorptionssignal zu erreichen. Die gemessenen Signale wurden für beide Richtungen der zirkularen Polarisierung der Röntgenstrahlung aufaddiert und entsprechen somit dem Signal der isotropen Röntgenabsorption. Auf den Ursprung dieses Röntgenabsorptions-FMR-Signals wird im Weiteren noch genauer eingegangen (Abbildung 4.2 und Folgende). An dieser Stelle soll lediglich der Einfluss der Modulationsamplitude untersucht werden.

Wie in Abbildung 4.1 zu erkennen ist, ist das Rauschen des Röntgenabsorptionssignals bei $f_{mod} = 12.34 \text{ kHz}$ bei vergleichbarer Statistik am geringsten. Bei der Wahl der Modulationsfrequenzen für die Amplitudenmodulation müssen neben der Thermik mehrere weitere Aspekte berücksichtigt werden.

Zum einen muss die Modulationsfrequenz hoch genug sein, um ausreichend kleine Zeitkonstanten für die Lock-In-Detektion zu ermöglichen und gleichzeitig das Rauschen möglichst hoher Frequenzen zu reduzieren. Auf der anderen Seite darf die Modulationsfrequenz nicht zu hoch gewählt werden, da die Ansprechzeiten des Mikrowellensynthesizers und des Mikrowellenverstärkers begrenzt sind und es ansonsten zu einer Verzerrung der Sinusform kommt, die wiederum für die Detektion mittels Lock-In Verstärker für ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis wichtig ist. Eine weitere Limitierung zu hohen Modulationsfrequenzen ist der Femto Stromverstärker. Die Bandbreite des Stromverstärkers bei 10^8 V/A ist 7 kHz , bei 10^7 V/A jedoch bereits 50 kHz .

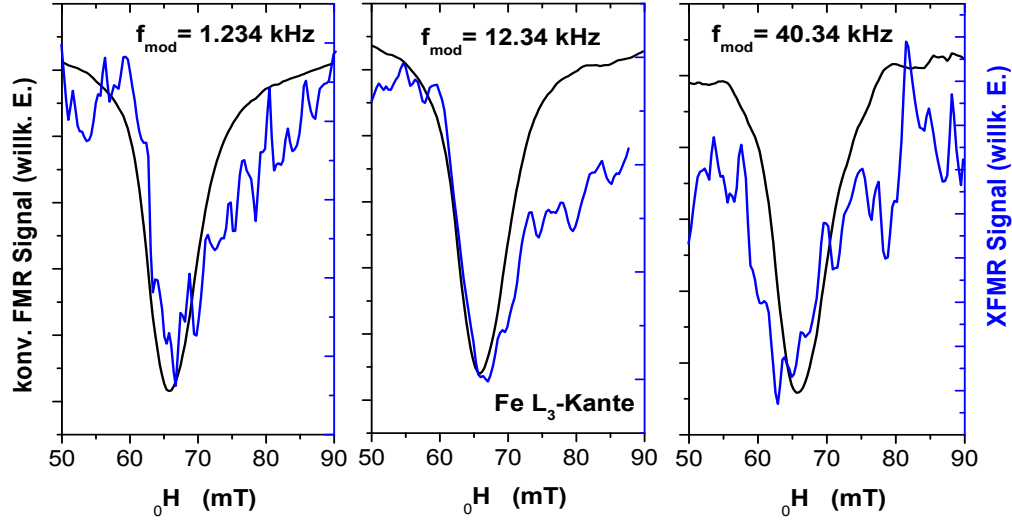


Abbildung 4.1: Vergleich des konventionellen FMR Spektrums mit dem summierten röntgendetektierten FMR-Signal bei verschiedenen Frequenzen für die Amplitudenmodulation der Mikrowelle, an der Fe L₃-Kante aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen externen Magnetfeldes.

Unter Berücksichtigung dieser Einschränkungen wurde für die weiteren Messungen eine Modulationsfrequenz von $f_{\text{mod}} = 12.34$ kHz verwendet, wie im mittleren Graphen von Abbildung 4.1 dargestellt ist. Bei dieser Frequenz ist die zu erwartende Temperaturerhöhung der Probe durch die resonante Mikrowellenabsorption für eine angelegte Mikrowellenleistung von < 1 W in einem vergleichbaren Messaufbau kleiner als $\Delta T < 1$ K [144]. Dies kann aus Messungen mit einem thermischen Nahfeldmikroskop, das mit einem FMR-Spektrometer kombiniert wurde und ein Auflösungsvermögen von $\Delta T = 1$ mK hat, abgelesen werden [145, 146]. Folglich ist für diesen Aufbau mit den verwendeten Mikrowellenleistungen und Modulationsfrequenzen kein signifikanter zeitabhängiger Einfluss der Temperatur auf die Magnetisierung oder die Anisotropieparameter der Probe zu erwarten, da diese bei Temperaturen um Raumtemperatur keine starke Temperaturabhängigkeit aufweisen.

Wie in Abbildung 4.1 zu erkennen ergibt sich für das modulierte, mittels Lock-In detektierte Röntgenabsorptionssignal aus dem Kompensationsstrom ein der konventionellen Resonanzkurve folgendes Signal, wenn die für die beiden zirkularen Polarisationsrichtungen gemessenen Spektren gemittelt wurden.

Wie bereits am Anfang des Kapitels und im Kapitel 1 beschrieben, ist das Röntgenabsorptionsspektrum (XANES), das für die Summe aus σ^+ und σ^- aufgenommen wird (und somit dem isotropen Spektrum ohne bevorzugte Polarisationsrichtung der Röntgenstrahlung entspricht), nicht sensitiv auf die Magnetisie-

rungsrichtung in der Probe, da im Mittel keine Polarisierung des Photoelektrons vorliegt. In der Folge sollte auch das so (für die verschiedenen Polarisationsrichtungen) gemittelte, modulierte Signal, das die Änderung des Probenstroms unter dem Einfluss der Mikrowelleneinstrahlung reflektiert, nicht aus der Änderung der Magnetisierung über den XMCD Effekt resultieren.

Eine mögliche Ursache für eine Änderung durch Mikrowelleneinstrahlung kann eine veränderte elektronische Struktur sein, wie es beispielsweise von der Veränderung der spektralen Form der Absorptionskanten durch eine lokal veränderte Umgebung des Atoms hervorgerufen wird. Dieser Einfluss auf die elektronische Struktur des Atoms weist eine starke Abhängigkeit des Signal von der eingestrahlichten Photonenenergie auf.

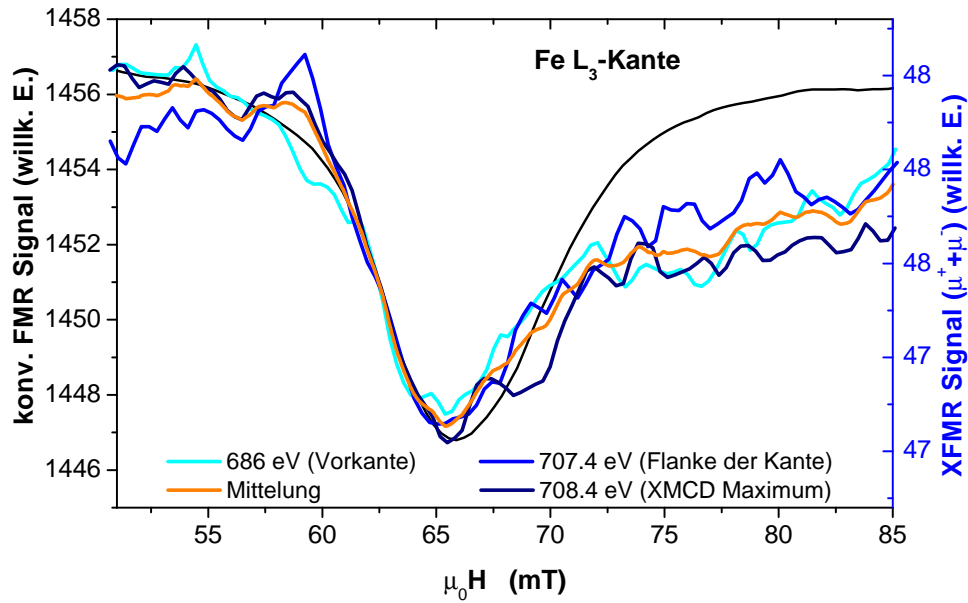


Abbildung 4.2: Vergleich des konventionellen FMR Spektrums mit dem summierten röntgendetektierten FMR-Signal bei verschiedenen Photonenenergien in der Nähe der Fe L₃-Kante aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen externen Magnetfeldes. Das röntgendetektierte Signal wird dabei für σ^+ und σ^- aufsummiert.

Um den Ursprung dieses ($\sigma^+ + \sigma^-$)-XFMR-Signals zu untersuchen, wurden deshalb FMR Spektren bei verschiedenen Photonenenergien um die Fe L_{3,2}-Kanten aufgenommen, wie in Abbildung 4.2 dargestellt ist. Zum Vergleich ist wiederum das gleichzeitig aufgenommene, konventionelle FMR-Signal in schwarz, farbig die Röntgensignale bei den verschiedenen Photonenenergien, und in orange die Mittelung über die verschiedenen ($\sigma^+ + \sigma^-$)-Spektren aufgezeichnet. Das Spek-

trum in zyan wurde dabei bei 686 eV aufgenommen, also vor der eigentlichen Absorptionskante, bei einer Energie, bei der kein XMCD Signal und auch keine Absorption von Fe auftritt. Das mittelblaue Spektrum wurde bei 707.4 eV gemessen, also direkt an der Kante, wo die Photonenenergie gerade ausreichend ist, um Elektronen an die FERMI-Kante anzuregen. Bei dieser Photonenenergie würde der Effekt der energetischen Verschiebung der FERMI-Energie einen besonders großen Einfluss auf das Messsignal haben. Das dunkelblaue Spektrum wurde bei 708.4 eV aufgenommen, wo der XMCD Effekt am größten ist und somit ein maximal großer Effekt durch die spin-bahn-aufgespaltenen Endzustände und deren Wechselwirkung mit der resonant absorbierten Mikrowelle zu erwarten ist.

Wie in Abbildung 4.2 zu erkennen ist, sind die bei den verschiedenen Photonenenergien aufgenommenen $(\sigma^+ + \sigma^-)$ -XFMR Spektren im Rahmen des Fehlers identisch. Sie folgen im Wesentlichen der Form der konventionellen Resonanzkurve und weisen keine Abhängigkeit von der Photonenenergie der Röntgenstrahlung auf.

Neben den Messungen an der Fe Absorptionskante wurden $(\sigma^+ + \sigma^-)$ -XFMR Spektren (die für die verschiedenen Polarisationsrichtungen gemittelt wurden) auch an der Co Kante durchgeführt, wie in Abbildung 4.3 dargestellt. Wie auch bei dem Signal an der Fe Kante folgt das Signal der konventionellen FMR Resonanzkurve. Allerdings ist sowohl bei den Fe (4.2) als auch bei den Co (4.3) Spektren ein zusätzliches Ableitungssignal bzw. ein stufenförmiges Signal überlagert. Dies ist ein Indiz dafür, dass bei der Messung des $(\sigma^+ + \sigma^-)$ -XFMR-Signals nicht nur der dissipative Anteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors entscheidend ist, wie bei der konventionellen FMR, sondern auch der dispersive Anteil zusätzlich detektiert wird, d.h. es wird zusätzlich die Frequenzänderung durch die Resonanz gemessen.

Die Unabhängigkeit der $(\sigma^+ + \sigma^-)$ -XFMR Spektren von der Photonenenergie deutet darauf hin, dass es sich bei dem so detektierten Signal nicht um ein direkt mit der resonanten Absorption der Röntgenstrahlung zusammenhängendes Signal handelt, sondern um eine andersartige Wechselwirkung zwischen der Ferromagnetischen Resonanz und der Röntgenabsorption mit dem Detektionskanal der Probenstromdetektion.

Eine mögliche Erklärung für das photonenergie- und polarisationsunabhängige detektierte $(\sigma^+ + \sigma^-)$ -XFMR-Signal ist eine Impedanzänderung der Probe durch die Ferromagnetische Resonanz. Die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit einer Probe durch die Ferromagnetische Resonanz ist aus anderen Probensystemen, bzw. Probengeometrien bekannt und wird unter anderem auch als Detektionsmechanismus verwendet. Für die Detektion der FMR durch die Leitfähigkeitsänderung wird dabei in der Regel der anisotrope Magnetowiderstand (AMR) ausgenutzt. Die Proben für eine solche elektrische Detektion sind dabei meist Streifen mit einer Breite von hunderten μm bis hin zu nm. Diese definierte Geometrie ermöglicht die genaue Bestimmung der Widerstandsänderung durch den AMR, der zwischen transversaler und longitudinaler Orientierung des Ma-

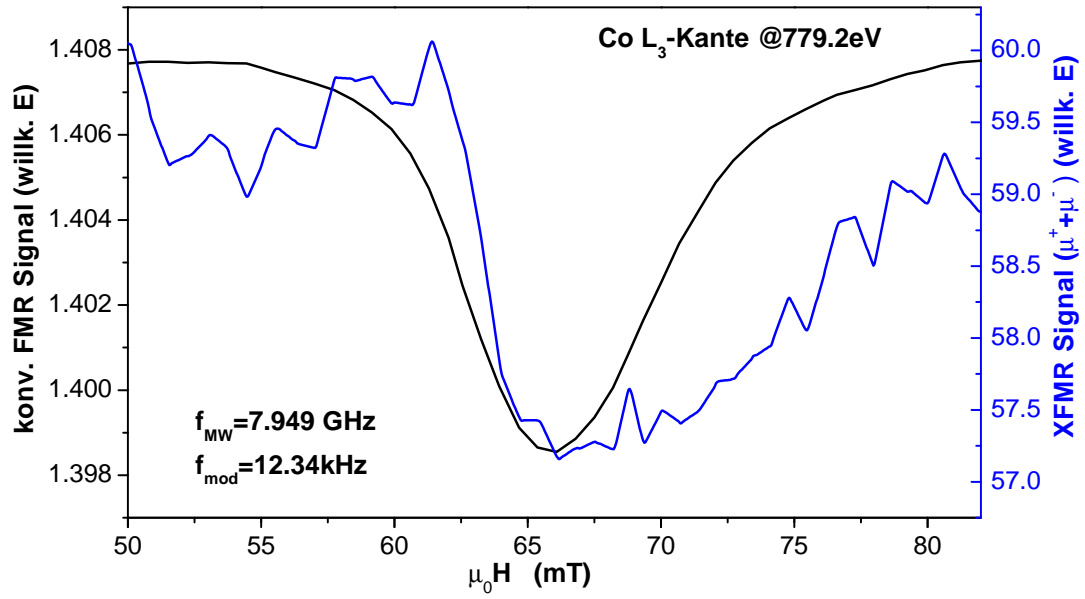


Abbildung 4.3: Vergleich des konventionellen FMR Spektrums mit dem summierten ($\sigma^+ + \sigma^-$) röntgendetektierten FMR-Signal bei 779.2eV an der Co L₃-Kante aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen externen Magnetfeldes.

gnetfeldes für Py typischerweise 1-2% beträgt. Über die Veränderung der Magnetisierungsrichtung bei der FMR kann so durch Messung der Widerstandsänderung detektiert werden [147].

Bei der für die XFMR verwendeten Probengeometrie ist diese einfache geometrische Bedingung nicht gegeben, da kein Strom durch die Probe geleitet wird, sondern lediglich ein einseitiger Stromabgriff an der Probe existiert. Außerdem werden die Elektronen durch die Röntgenstrahlung flächig an der Oberfläche der Probe erzeugt, sodass die Elektronen jeweils nicht parallel durch die Probe fließen. Folglich erfordert eine gezielte weitere Untersuchung des Einflusses der Widerstandsänderung auf den detektierten Probenstrom eine andere Probengeometrie.

Eine weitere mögliche Erklärung für das detektierte Röntgensignal kann die durch die Ferromagnetische Resonanz veränderte Mikrowellenfeldverteilung sein, da es im Resonanzfall zu einer deutlichen Erhöhung der Mikrowellenabsorption kommt. Dieses veränderte Mikrowellenfeld kann besonders im Raum vor der Probenoberfläche einen starken Einfluss auf die Flugbahn der durch die Röntgenabsorption ausgelösten Elektronen haben und so zu einer Änderung des Probenstromsignals führen.

4.2 Einfluss auf die Röntgenphotonen

Bei der Messung der XFMR im harten Röntgenbereich wurden ausschließlich erzeugte Photonen und entsprechende Photodioden zur Detektion verwendet.

Wie bereits im Abschnitt zur XFMR im weichen Röntgenbereich beschrieben wurden auch an der Fe K-Kante FMR Spektren und die entsprechenden modulierten Röntgenabsorptionsspektren (für beide Richtungen der zirkularen Polarisation gemittelt) bei verschiedenen Photonenenergien aufgenommen. Diese sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Der Verlauf des Signals folgt dem Verlauf des konventionellen FMR-Signals, allerdings ist dabei das Vorzeichen invertiert. Das in grau dargestellte Spektrum wurde dabei bei einer Photonenenergie aufgenommen, die so weit hinter der Fe K-Kante im EXAFS Bereich liegt, dass eine direkte Wechselwirkung mit den Endzuständen von Fe sehr gering ist und somit auf einen anderen Mechanismus als die resonante Röntgenabsorption hindeutet.

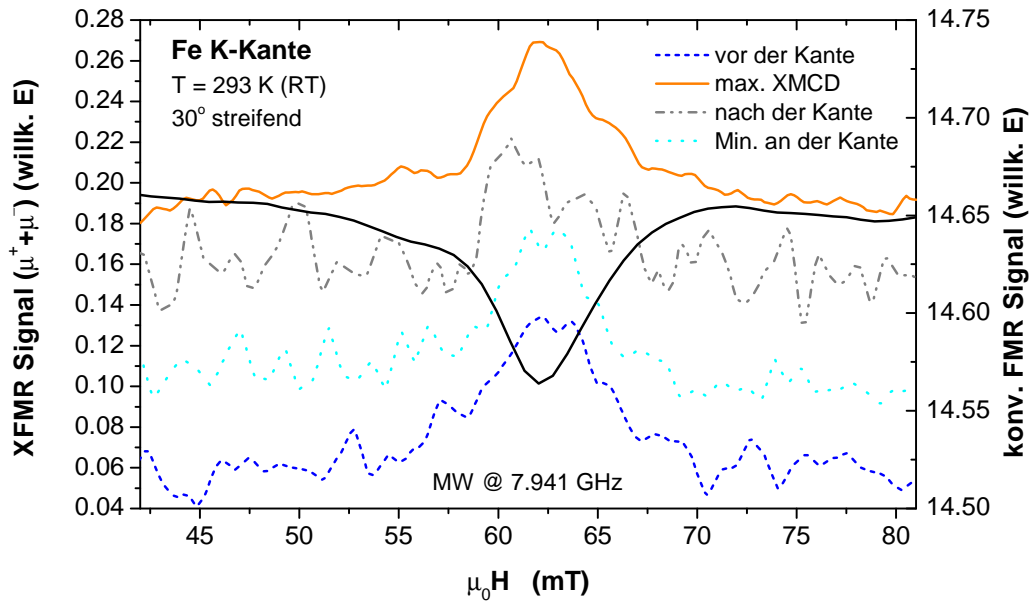


Abbildung 4.4: Vergleich des konventionellen FMR Spektrums mit dem summierten ($\sigma^+ + \sigma^-$) röntgendetektierten FMR-Signal bei verschiedenen Photonenenergie: in der Nähe der Fe K-Kante aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen externen Magnetfeldes: vor der Kante (7.087 keV), beim Maximalen XMCD (7.118 keV), beim XMCD-Minimum (7.121 keV) und weit hinter der Fe K-Kante (7.17 keV). Als Filter vor den Photodioden zur Detektion wurde für diese Messungen Kaptonfolie verwendet.

Wie im Abschnitt zur XFMR im weichen Röntgenbereich diskutiert, kann sich die Verteilung des Mikrowellenfeldes durch die starke Absorption der Mikrowelle bei der Resonanz verändern. Bei dem Aufbau für die Messungen im harten Röntgenbereich befinden sich die Photodioden sehr nah (<10 cm) an der Probe.

Um das Untergrundsignal der Photodioden zu reduzieren, wurden vor den Photodioden von Beginn an einige μm dicke Folien aus Kapton angebracht, um ein Auftreffen der, durch die Röntgenabsorption erzeugten Elektronen zu verhindern. Folglich sind diese Sekundärelektronen nicht die Ursache des gemessenen photonenergie-unabhängigen Röntgen-FMR-Signals wie in Abbildung 4.4 zu erkennen ist. Es kann aber zu einer direkten Beeinflussung der Photodioden über die Wechselwirkung der Mikrowelle mit der Elektronik der Photodioden kommen.

Neben den Elektronen können auch Photonen niedrigerer Energie zu einem Untergrundsignal beitragen. Um das Auftreffen dieser niederenergetischen Photonen auf die Photodioden zu unterdrücken und Photodioden elektrisch von den Mikrowellen abzuschirmen, wurden die Kaptonfolien im Weiteren gegen μm dicke Folien aus Nickel ausgetauscht.

Ni wurde verwendet, weil die Ni K-Absorptionskante bei Photonenergien direkt oberhalb von der K-Kante von Fe liegt, sodass höherenergetische Photonen stark absorbiert werden. Durch den generellen Abfall der Absorptionsquerschnittes mit steigender Photonenergie liegt die Fe K-Kante außerdem in einem Minimum der Absorption durch die Ni-Folie, sodass auch die niederenergetischen Photonen im Gegensatz zum Fe Signal verstärkt absorbiert werden.

Bei der Photonenergie mit maximalem XMCD bei 7.118 keV mit Ni-Metallfolien vor den Photodioden aufgenommenen XFMR Spektren sind in Abbildung 4.5 aufgetragen. In Schwarz ist dabei wiederum das konventionelle FMR-Signal zum Vergleich aufgetragen.

In Blau ist das für die beiden Richtungen der zirkularen Polarisation der Röntgenstrahlung gemittelte Signal aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass das $(\sigma^+ + \sigma^-)$ -XFMR-Signal im Vergleich zu den in Abbildung 4.4 dargestellten Spektren nahezu verschwunden ist und in der gleichen Größenordnung wie das Rauschen des Messsignals liegt. Dies deutet daraufhin, dass eine elektronische Kopplung des Mikrowellenfeldes mit den Photodioden über die Messelektronik oder diffuse, niederenergetische Photonen für das gemessene Signal in 4.4 verantwortlich sind.

In Orange ist in Abbildung 4.5 die Differenz der für beide Richtungen der zirkularen Polarization aufgenommenen Spektren dargestellt. Man erkennt, dass kein Signal bei dem Resonanzfeld der konventionellen FMR aus dem Rauschen heraustritt. Dies lässt darauf schließen, dass ein XFMR-Signal und somit die Reduzierung der Projektion des Bahnmoments an der Fe K-Kante von Fe in der Py Probe kleiner als 10^{-6} des Absorptionssignals der Röntgenstrahlung an der Fe K-Kante ist, welches das Detektionslimit dieses XAS Aufbaus ist, wie im Vergleich mit anderen Messungen gezeigt werden kann [148, 149].

Bei der Messung der XFMR an der Fe K-Kante von Permalloy sind allerdings mehrere Aspekte zu beachten. Da die Messung an der K-Kante erfolgt,

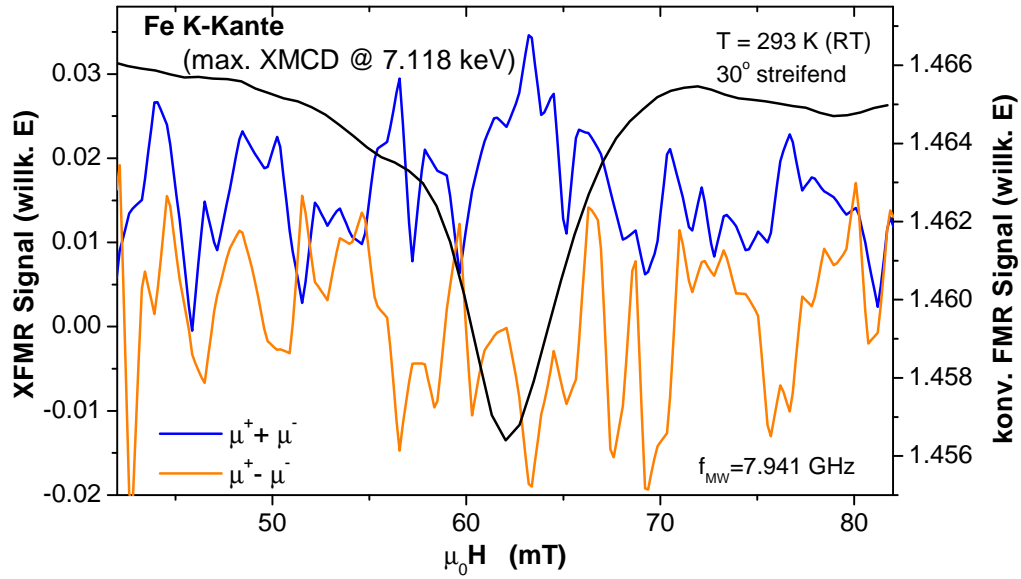


Abbildung 4.5: Vergleich des konventionellen FMR Spektrums mit dem summierten ($\sigma^+ + \sigma^-$) und dem subtrahierten ($\sigma^+ - \sigma^-$) röntgendetektierten FMR-Signal an der Fe K-Kante aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen externen Magnetfeldes. Als Filter vor den Photodioden zur Detektion wurde für diese Messungen Ni-Metallfolie verwendet.

wird wie in Kapitel 1 beschrieben lediglich der Bahnanteil der Magnetisierung untersucht, dessen Änderung bei der Ferromagnetischen Resonanz nicht zwangsläufig mit der Änderung der Gesamtmagnetisierung identisch sein muss. Außerdem wird die XFMR erschwert: Zum einen ist durch den metallischen Charakter der ferromagnetischen Probe die Eindringtiefe der Mikrowellen in Resonanz stark reduziert. Auf der anderen Seite ist der Wechselwirkungsquerschnitt der Röntgenstrahlung bei diesen hohen Photonenenergien so klein, dass eine große Dicke der Proben notwendig ist, um eine ausreichende Signalstärke des XMCD Signals zu gewährleisten. Dieser Kompromiss in der Dicke der Probe hat zur Folge, dass keine maximale Mikrowellenanregung der kompletten Probe erfolgt und somit das XFMR-Signal reduziert ist.

Da das XFMR-Signal wie beschrieben sehr empfindlich auf die Wechselwirkung der Probe und des Detektionsmechanismus mit der Mikrowelle bzw. der Ferromagnetischen Resonanz reagiert, ist es erforderlich einen weiteren Aspekt bei der XFMR Messung und Analyse zu beachten. Der erste Aspekt ist der Einfluss der Mikrowelle auf die Probe bzw. die Probenposition, der über BRAGG-Reflexe der Probe detektiert werden kann.

Um den Einfluss der Mikrowelle und der Ferromagnetischen Resonanz auf das Absorptionsspektrum zu untersuchen, wurden XANES Spektren aufgenommen, wie in Abbildung 4.6 in Schwarz dargestellt. Während der Aufnahme der Spektren wurde dann abwechselnd die Mikrowelle eingeschaltet und ausgeschaltet, wie es in Kapitel 3.4.1 genauer beschrieben wurde. Die Differenz der Absorption mit und ohne Mikrowelle ist dabei in Abbildung 4.6 in Blau und Zyan dargestellt. (Die Spektren 'ohne' Mikrowelle wurden dabei mit einer Abschwächung der Mikrowelle um 30 dB im Vergleich zur eingeschalteten Mikrowelle aufgenommen)

Wie in Abbildung 4.6 zu erkennen ist, sind in den mit und ohne eingeschaltete Mikrowelle aufgenommenen Differenzspektren ein starkes Maximum und Minimum zu erkennen. Diese sind in den original Absorptionsspektren ohne Differenzbildung nicht auffällig, da sie bei einer Photonenenergie liegen, bei der sich die steigende Flanke der Absorptionskante befindet. Da die Signale im Vergleich zur Steigung an der Kante sehr klein sind, sind sie so nicht sichtbar.

Solche Maxima und Minima in den Absorptionsspektren, die besonders in den Differenzspektren, beispielsweise für verschiedene Helizitäten sichtbar werden, sind aus anderen Messungen bekannt [150] und können als BRAGG-Reflexe der Probe oder des Substrates identifiziert werden, die auf die Photodioden treffen und so ein zusätzliches Signal erzeugen können. Durch eine leichte Rotation der Probe kann die Position der BRAGG-Reflexe so verändert werden, dass sie nicht mehr auf die Probe treffen oder bei einer anderen Photonenenergie auftreten. So ist eine zweifelsfreie Identifikation möglich. Bei diesen BRAGG-Reflexen handelt es sich um Streuung der Röntgenstrahlung an den Netzebenen eines Kristallgitters. Die Bedingung für das Auftreten eines BRAGG-Reflexes ist gegeben durch die BRAGG-Gleichung:

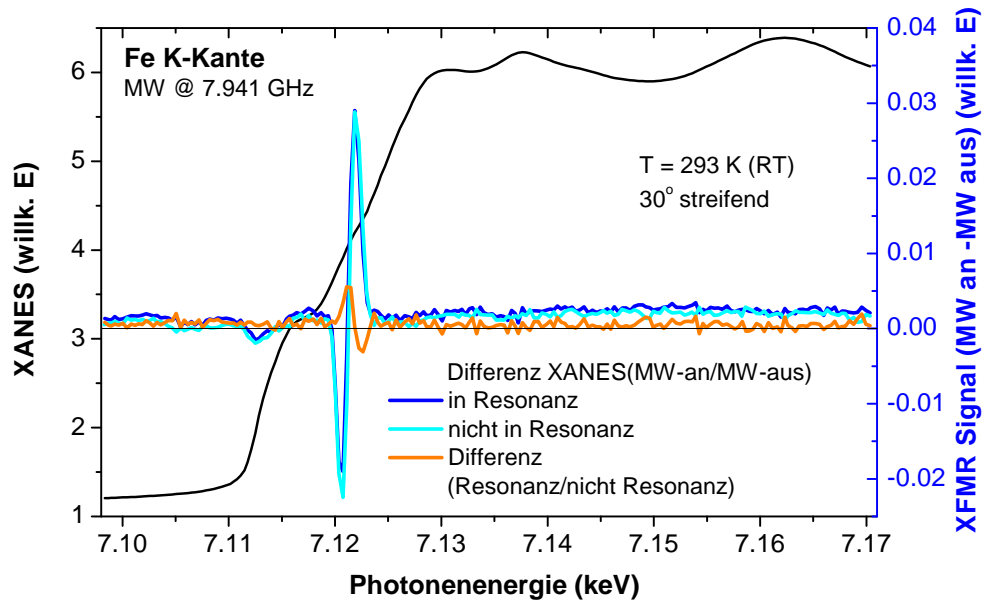


Abbildung 4.6: Röntgenabsorptionsspektrum (XANES) und Differenz der XANES bei ein- und ausgeschalteter Mikrowelle. Dabei ist die Resonanzbedingung für die FMR einmal erfüllt (blau) oder nicht (zyan). In orange dargestellt ist die Differenz dieser beiden Differenzspektren (blau und zyan).

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin(\theta) \quad (4.4)$$

wobei λ die Wellenlänge der Röntgenstrahlung, n die Ordnung des Reflexes, θ der Winkel zwischen Röntgenstrahl und Netzebene, d_{hkl} der Netzebenenabstand und (hkl) die MILLERSchen Indizes darstellen, die die Schar der parallelen Netzebenen im reziproken Gitter angeben.

Wie man an Gleichung 4.4 ablesen kann, ist die Position eines solchen BRAGG-Reflexes direkt vom Netzebenenabstand des Kristalls abhängig. Somit ist es möglich, dass es aufgrund des Einflusses der Ferromagnetischen Resonanz zu einer Veränderung des Kristallgitters kommt, die auf diese Weise detektiert werden könnte, so z.B. zu einer Gitterausdehnung durch Erwärmung.

Um den Effekt der Mikrowelle selber von dem Effekt der Ferromagnetischen Resonanz trennen zu können, wurden die Differenzspektren bei verschiedenen externen Magnetfeldern aufgenommen. Dabei ist einmal die Resonanzbedingung mit $B_{ext} = 62 \text{ mT}$ erfüllt (blau), und einmal Nicht-Resonanz (bei einem externen Magnetfeld von $B_{ext} = 87 \text{ mT}$ (cyan)). Die Differenz der beiden Differenzspektren bei verschiedenen Magnetfeldstärken ist in Orange dargestellt.

Wie in Abbildung 4.6 zu erkennen, ist das Signal bei der Differenzenbildung für die Mikrowelle bei dem angelegten Magnetfeld nicht in Resonanzbedingung sogar größer als für den Resonanzfall. Dies lässt darauf schließen, dass es sich bei dem detektierten Effekt nicht um eine Verzerrung des Kristallgitters handelt, sondern aller Wahrscheinlichkeit nach eine leichte Veränderung in der Ausrichtung der Probe auftritt, die beispielsweise durch eine Bewegung des kurzgeschlossenen Mikrowellenkabels durch Erwärmung hervorgerufen werden kann. Um den BRAGG-Reflex zweifelsfrei zu identifizieren, wurde die Probe um 1° gedreht, was zu einem völligen Verschwinden des Reflexes im Spektrum und somit auch des scharfen Signals in den Differenzspektren führte. Eine Rückstellung auf die ursprüngliche Position der Probe und des Reflexes ist nicht möglich, da bereits kleinste Winkelunterschiede zu einer deutlich anderen Position führen.

Dieser Effekt illustriert wiederum, wie empfindlich die durchgeführten Messungen auf Artefakte unterschiedlichster Art sein können, und wie wichtig eine sorgfältige Analyse der Daten ist. Eines der zu Beginn des Kapitels aufgeführten Kriterien für ein XFMR-Signal ist der Unterschied in den verschiedenen Helizitäten der Röntgenstrahlung σ^+ und σ^- . Dieser Unterschied kann wiederum auch ein Artefakt der Messung sein, wie in Abbildung 4.7 dargestellt ist. In dieser Abbildung sind die BRAGG-Reflexe analog zu Abbildung 4.6 für die beiden Richtungen der zirkularen Polarisation der Röntgenstrahlung aufgeschlüsselt.

Für die Helizität σ^+ ist der Effekt für den resonanten und den nicht resonanten Fall nahezu identisch und die Differenz der Differenzspektren nahezu null. Für die σ^- Polarisation der Strahlung hingegen zeigt sich eine deutliche Verschiebung der BRAGGreflexe in der Photonenenergie, die wie oben beschrieben nach Gleichung 4.4 mit einer Änderung der Gitterstruktur zusammenhängen könnte. Die

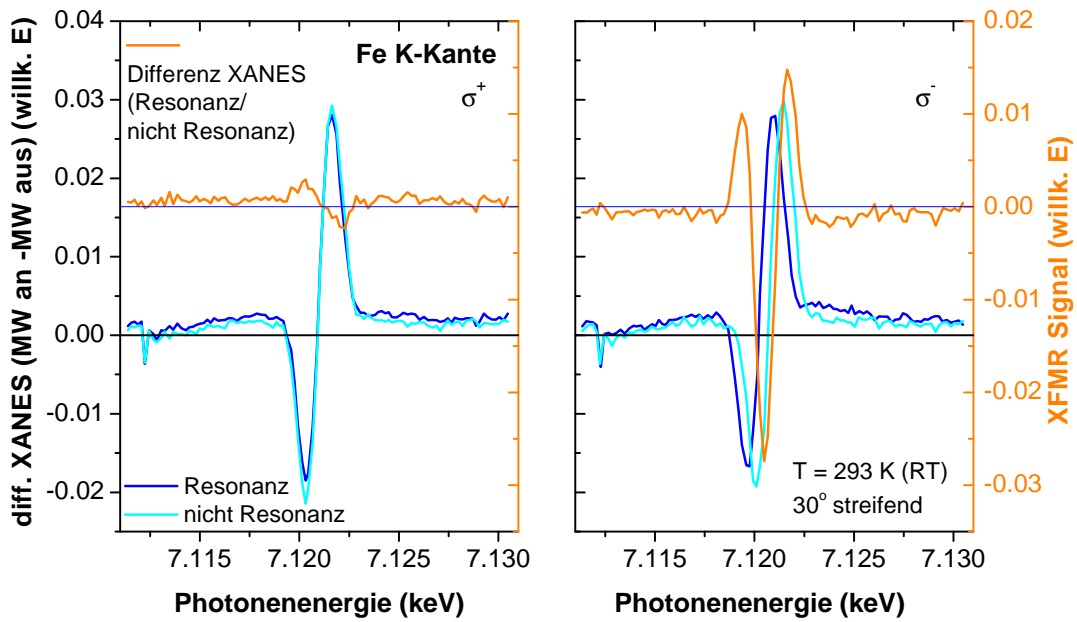


Abbildung 4.7: Differenz der Röntgenabsorptionsspektren für σ^+ (links) und σ^- (rechts) bei ein- und ausgeschalteter Mikrowelle. Dabei ist die Resonanzbedingung für die FMR einmal erfüllt (blau), oder nicht (zyan). In Orange dargestellt ist die Differenz dieser beiden Differenzspektren (blau und zyan).

Erklärung dieses Effektes liegt aber wahrscheinlich in einer leicht unterschiedlichen Strahlposition durch die unterschiedliche Undulatorposition für die beiden Helizitäten und des daraus resultierenden leicht unterschiedlichen Auftreffens des Strahls auf der Probe, was durch die BRAGG-Bedingung zu einer unterschiedlichen Position auf der Photodiode führt. So ist es beispielsweise möglich, dass der BRAGG-Reflex bei der einen Helizität komplett auf die Photodiode trifft, wohingegen er diese bei der anderen Helizität am Rand trifft. Folglich haben geringe Änderungen des Raumwinkels in einem Fall einen größeren Einfluss als im anderen Fall.

4.3 Zeiteffekte

Ein wichtiger Aspekt der Messung sowohl im weichen als auch im harten Röntgenbereich, der zu Artefakten im detektierten Signal führen kann, sind zeitliche Instabilitäten. Um den Einfluss dieser Zeiteffekte auf die Messungen zu untersuchen, wurden Messungen durchgeführt, für die Absorptionsspektren aufgenommen wurden, bei denen bei jeder Photonenenergie mehrere Datenpunkte aufgenommen wurden. Für die so aufgenommenen Datenpunkte wurde dann die Differenz gebildet. Dies entspricht der Messroutine, wie sie ebenfalls für die Differenzspektren mit und ohne Mikrowelle verwendet wurde, die in den Abbildungen 4.6 und 4.7 dargestellt sind.

Während für die Messungen in Abbildung 4.6 und 4.7 bei jeder Photonenenergie die Helizität des Undulators geändert wurde, blieb hier die Helizität konstant und es wurden vier Datenpunkte bei nominell der selben Mikrowellenleistung, -frequenz und Helizität aufgenommen, so dass man für eine ideal stabile Strahllinie kein Differenzsignal erwarten würde und nur zeitliche Effekte relevant sind.

In Abbildung 4.8 sind die so aufgenommenen zeitlichen Differenzspektren in Orange aufgetragen. Im Vergleich dazu ist die Ableitung eines Absorptionsspektrum in Schwarz aufgetragen. Es ist klar zu erkennen, dass das zeitliche Differenzsignal der spektralen Form des Ableitungssignals folgt. Dies deutet darauf hin, dass eine leichte Energieverschiebung zwischen den nacheinander aufgenommenen Datenpunkten besteht. Diese Energieverschiebung kann durch ein leichtes Nachdriften des Undulators und des Monochromators begründet werden. Dies konnte bestätigt werden, indem die Wartezeit vor der Datenaufnahme auf 5 sec erhöht wurde. Das ableitungsförmige Signal war daraufhin im Rahmen des Rauschens nicht mehr verschwunden. Die Erklärung dafür liegt in einem minimalen Nachlaufen des Monochromators nachdem ein neuer Energiewert eingestellt wurde.

Zeitliche Effekte müssen auch besonders bei der Auswertung der gemessenen Spektren beachtet werden. Dies zeigt sich auch deutlich an den photonenergieabhängigen XFMR Spektren an der Fe $L_{3,2}$ -Kante. Wie in Kapitel 3.4.1 beschrieben werden dazu für jeden Magnetfeldwert nacheinander vier Absorp-

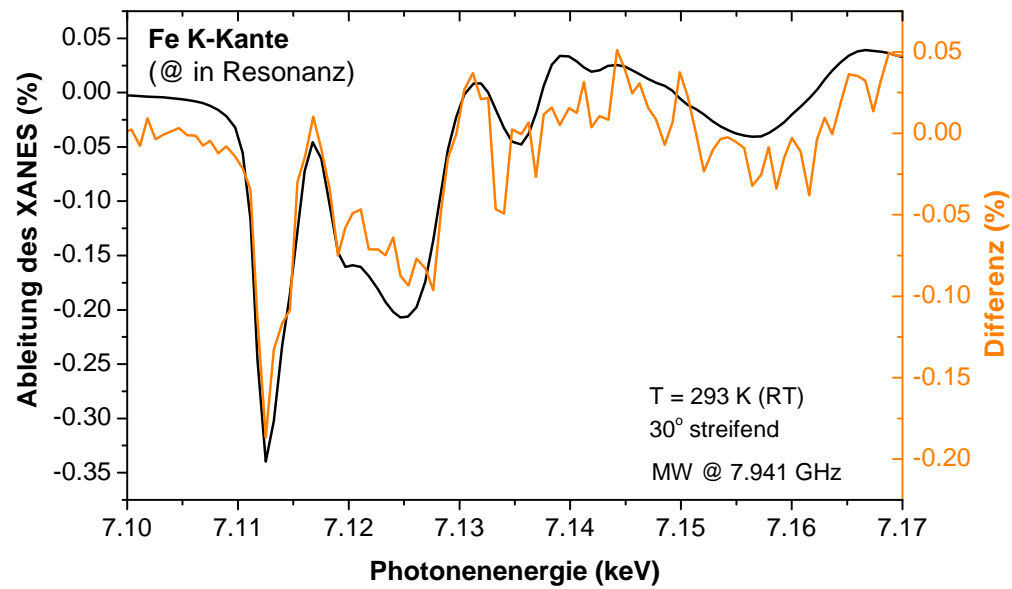


Abbildung 4.8: Ableitung eines Röntgenabsorptionsspektrums für σ^+ (schwarz) und Differenz von jeweils punktweise, nacheinander aufgenommenen Röntgenabsorptionsspektren ohne Veränderung der Messapparatur

tionsspektren für die beiden Helizitäten und die beiden Mikrowellenfrequenzen aufgenommen. Beachtet man bei der Auswertung (z.B. XMCD Bildung) nicht, dass nur direkt nacheinander aufgenommene Spektren miteinander verrechnet werden, sondern wertet einfach alle gemessenen Spektren aus, so erhält man ein Artefakt-Signal wie in Abbildung 4.9 (unten) dargestellt. Beachtet man den zeitlichen Aspekt bei der Auswertung, ergibt sich wie in Kapitel 5 ein deutlich kleineres XFMR-Signal.

In Abbildung 4.9 (oben) ist im Vergleich dazu das XMCD Spektrum ohne resonante Mikrowelle aufgetragen. Das Artefaktsignal besitzt starken Ableitungscharakter. Ableitungen treten bei der Röntgenabsorptionsspektroskopie häufig im Zusammenhang mit leichten Verschiebungen in der Photonenenergie auf. Um die Ursache dieses Signals weiter zu bestimmen, wurden deshalb die Ableitung von den Absorptionsspektren für σ^+ , σ^- und das gemittelte Spektrum gebildet. In Abbildung 4.9 (Mitte) ist die Ableitung für σ^- dargestellt. Der Vergleich des Artefaktsignals mit der Ableitung für σ^- zeigt, dass beide identisch in der spektralen Form sind. Dies deutet darauf hin, dass zwischen den verschiedenen Spektren für σ^- eine leichte Verschiebung in der Photonenenergie stattgefunden hat. Dies ist möglich, da für beide Helizitäten, wie beschrieben, zwei verschiedene Undulatoren verwendet wurden.

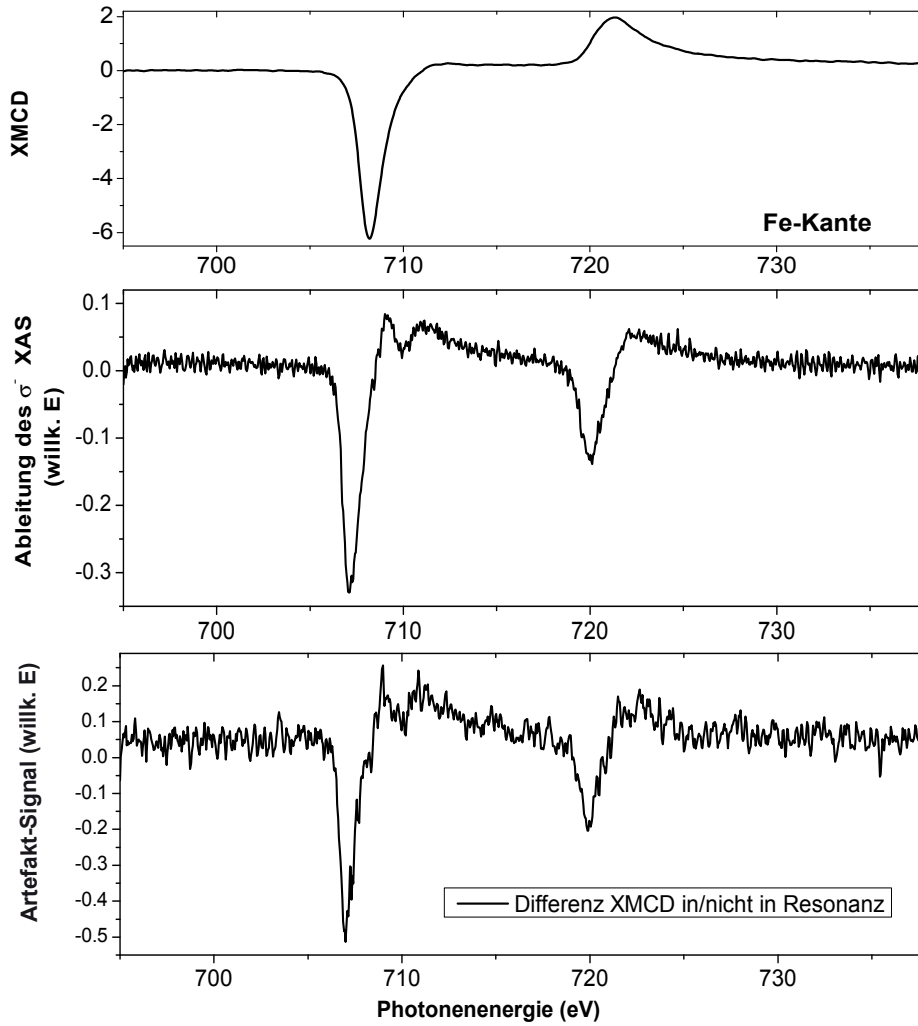


Abbildung 4.9: XMCD (oben) und Artefakt-XMCD-FMR-Signal, das durch zeitliche Energieverschiebungen erzeugt wird (Mitte) und Ableitung des Absorptionssignals aufgenommen für σ^- (unten) an der Fe $L_{3,2}$ -Kante aufgetragen über der Photonenergie

Kapitel 5

Elementspezifische Interaktion von Ferromagnetischer Resonanz und Röntgenstrahlung

Nachdem in Kapitel 4 die Wechselwirkung zwischen der Ferromagnetischen Resonanz und anderen physikalischen Effekten mit den verschiedenen Detektionsmechanismen, die zu Artefakten führen können, diskutiert wurden, wird in diesem Kapitel auf die Aspekte der Röntgendetektierten Ferromagnetischen Resonanz (XFMR) eingegangen, die im direkten Zusammenhang mit dem Röntgenzirkulardichroismus stehen und folglich im direkten Zusammenhang zur präzedierenden Magnetisierung.

Dazu werden die durchgeführten Experimente in zwei Untergruppen unterteilt. Im ersten Teilkapitel werden XFMR-Messungen in Abhängigkeit der Photonenenergie dargestellt. In diesen Experimenten kann der Einfluß der resonanten Anregung des Spinsystems über die FMR auf die spektrale Form und die Intensität der Röntgenabsorption untersucht werden. Im zweiten Teilkapitel werden Messungen in Abhängigkeit von dem extern angelegten Magnetfeld vorgestellt, die mit den konventionellen FMR-Spektren korreliert werden können und auf diese Weise eine elementspezifische Untersuchung der Magnetisierungsdynamik erlauben.

5.1 Spektrale Veränderung der Röntgenabsorption durch die FMR - Photonenspektren

Um den Einfluss der Ferromagnetischen Resonanz auf die spektrale Form der Röntgenabsorption zu untersuchen, wurden Messreihen aufgenommen, bei denen Absorptionsspektren an den $L_{3,2}$ -Kanten von Co und Fe mit verschiedenen Einstellungen für die Mikrowellenfrequenz und das externe Magnetfeld gemessen wurden. Wie in Kapitel 3.4.1 genauer erläutert ist, wurden dazu jeweils vier Photonenspektren für jeden Magnetfeldwert aufgenommen. Hierbei wird die Richtung der zirkularen Polarisierung nach jedem Spektrum gedreht und die Mikrowellenfrequenz nach jedem zweiten Spektrum verstellt, einmal mit einer Mikrowellenfrequenz $f_{MW} = f_{res} = 7.949 \text{ GHz}$, die der Resonanzbedingung mit $B_{ext} = 67 \text{ mT} = B_{res}$ entspricht und einmal mit einer Mikrowellenfrequenz $f_{MW} = 9.557 \text{ GHz} \neq f_{res}$.

Die Mikrowellenleistung wurde während der Messungen nicht verändert, um einen Effekt, der auf dem Ein- und Ausschalten der Mikrowelle basiert, zu verhindern. Für die Messung mittels Lock-In-Detektor wurde jedoch die Amplitude der Mikrowelle mit der Frequenz $f_{mod} = 12.34 \text{ kHz}$ moduliert. Dies diente zusätzlich dazu weitere thermische Effekte auszuschließen (siehe Kapitel 4). Trotz dieser Maßnahmen ist selbstverständlich die resonante Absorption der Mikrowelle für eine deutlich erhöhte Leistungsaufnahme im Resonanzfall verantwortlich, die nicht verhindert werden kann.

Um zeitliche Instabilitäten, die beispielsweise durch Instabilitäten des Ringstroms des Speicherrings oder der Strahllinie erzeugt werden können, zu unterdrücken, wurden für die Messung der Absorptionsspektren viele schnelle Spektren aufgenommen. Dabei sind wie bereits in Kapitel 4 beschrieben, bei der Auswertung solcher nacheinander aufgenommenen Absorptionsspektren besonders zeitliche Effekte zu beachten, wie sie für die Fe Kante in Abbildung 4.9 diskutiert wurden. Für die hier gezeigten Messungen können solche Zeiteffekte weitestgehend ausgeschlossen werden, da nur direkt nacheinander aufgenommene Spektren in der Auswertung miteinander zur Differenzenbildung herangezogen wurden. Messreihen, in denen ein oder mehrere Spektren aus experimentellen Gründen nicht korrekt aufgenommen werden konnten, wurden komplett vernachlässigt. Dies führt dazu, dass es sehr zeitaufwändig ist, eine hohe Statistik für diese Messroutine zu erhalten. Dies ist aufgrund der begrenzten zur Verfügung stehenden Strahlzeit an Synchrotroneinrichtungen ein großer Nachteil.

5.1.1 Einfluss auf die Fe $L_{3,2}$ -Kanten

In Abbildung 5.1 (unten) ist ein XFMR-Photonenspektrum (blau) an der Fe $L_{3,2}$ -Kante dargestellt. Dieses XFMR-Spektrum besteht aus einer Mittelung von zehn Einzel-XFMR-Spektren. Bildet man als Kontrollexperiment zwei mit gleichen Mikrowellen- und Magnetfeldparametern aufgenommene XMCD-Spektren, so erhält man im Rahmen des Rauschens eine Nulllinie. Wie im Anhang gezeigt wurde zur besseren Sichtbarkeit eine Fünf-Punkt-FFT-Glättung durchgeführt. Zum Vergleich ist ein einzelnes konventionelles (nicht unter Resonanzbedingungen aufgenommenes) XMCD-Spektrum (Abbildung 5.1 (oben)) aufgetragen.

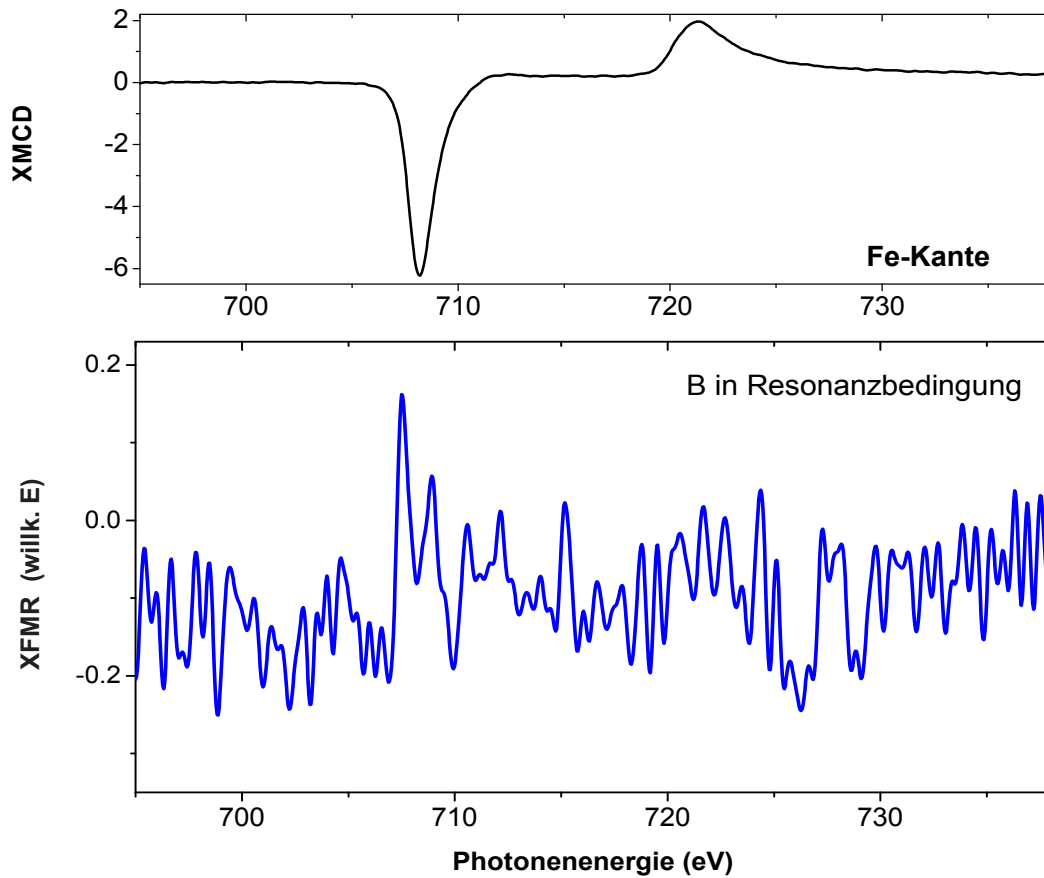


Abbildung 5.1: XMCD (oben) und XFMR-Signal gebildet aus der Differenz zwischen XMCD-Spektren aufgenommen in Resonanzbedingung und in Nicht-Resonanzbedingung (unten), an der Fe $L_{3,2}$ -Kante aufgetragen über der Photonenenergie

Wie in Abbildung 5.1 zu erkennen, ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis für die so durchgeführten Messungen sehr gering. Leicht ausgeprägte Maxima im XFMR-

Signal sind bei den Photonenenergien am XMCD-Maximum (bzw. Minimum) vorhanden. Eine detaillierte Auswertung dieser Signale ist jedoch aufgrund der mangelnden Signalstärke aus diesem einzelnen XFMR-Spektrum nicht möglich.

Dies kann neben mangelnder Empfindlichkeit des Experiments im Wesentlichen zwei physikalische Ursachen haben. Zum einen ist es möglich, dass eine ΔM_z Verkürzung in diesem Proben-System deutlich geringer ist, als es im Modell einer präzedierenden Magnetisierung im Makrospinmodell erwartet wird. Dabei ist zu beachten, dass bei den hier verwendeten Mikrowellenleistungen Auslenkwinkel der Magnetisierung von kleiner 1° verwendet werden, wie in Kapitel 2 beschrieben, sodass eine dem Gleichgewichtszustand der klassischen Ferromagnetischen Resonanz entsprechende Bedingung vorliegt. Eine nichtlineare Anregung, wie sie in anderen XFMR-Experimenten beobachtet wurde [6, 81], die deutlich größere Auslenkungen der Magnetisierung untersuchen, kann ausgeschlossen werden kann. Folglich ist jedoch durch die geringere Verkürzung von ΔM_z bei den hier gezeigten Messungen auch die Signalstärke deutlich geringer.

Eine weitere Möglichkeit der Auswertung der Photonenspektren mit und ohne resonanter Mikrowelle ist die Analyse der Daten nach σ^+ und σ^- getrennt. Eine solche Analyse ist in Abbildung 5.2 dargestellt. In Abbildung 5.2 (oben) ist wiederum zum Vergleich ein konventionelles XMCD-Spektrum dargestellt. In den beiden Graphen darunter sind die Differenzen ($f_{res} - f_{\neq res}$) der Absorptionsspektren für σ^+ (blau) und σ^- (orange) aufgetragen. Das externe Magnetfeld entspricht hierbei einmal dem Resonanzfeld der konventionellen Resonanzkurve (unten) und einmal einem leicht reduzierten Magnetfeld an der Flanke der Resonanzkurve der konventionellen FMR.

An der L_3 Kante sind bei der Photonenenergie der Kante (also am XMCD-Maximum) Signale zu erkennen. Besonders im Fall des externen Magnetfeldes am Resonanzmaximum ist dieses Signal für σ^+ größer als für σ^- . Eine Signalamkehr, wie es durch eine reduzierte Projektion der Magnetisierung nach dem XMCD-Effekt zu erwarten wäre, ist jedoch nicht erkennbar. Folglich deutet diese Messung an, dass es sich nicht um die einfache Messung der Projektion einer präzedierenden Magnetisierung handelt. Betrachtet man die Endzustände, in die Photoelektronen, die durch σ^+ polarisierte Strahlung erzeugt werden mit größerer Wahrscheinlichkeit angeregt werden, so sind dies die Majoritätselektronen von Fe. Verfolgt man diese Interpretation weiter, so ist die Konsequenz aus der Photonenenergieabhängigen XFMR-Spektren an der Fe-Kante, dass durch die FMR die Majoritätselektronen bzw. die unbesetzten Zustände der Majoritätselektronen deutlich mehr beeinflusst werden.

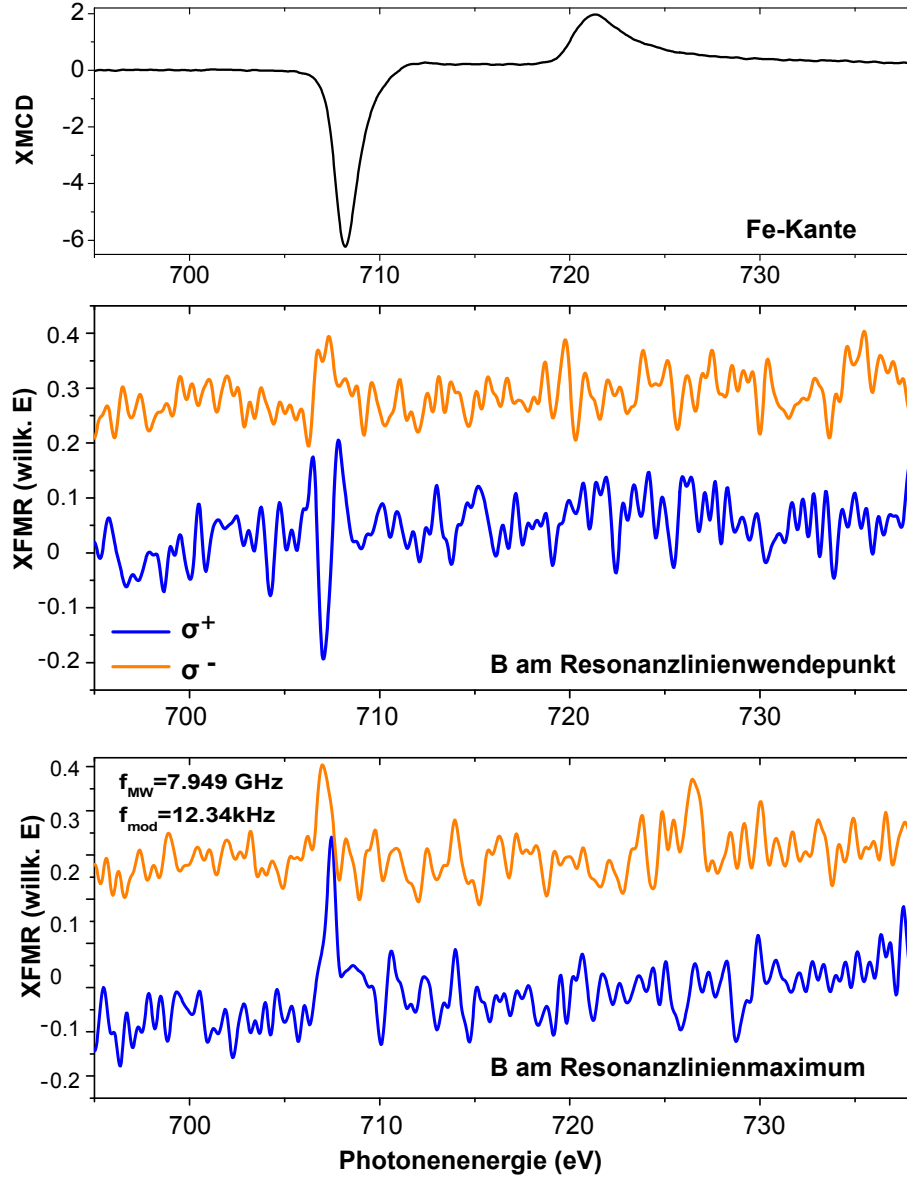


Abbildung 5.2: XMCD (oben) und XFMR-Signal gebildet aus der Differenz $f_{res} - f_{\neq res}$ zwischen Röntgenabsorptionsspektren gemessen mit für σ^+ (blau) und σ^- (orange) aufgenommen in Resonanzbedingung (unten) und am Wendepunkt der konventionellen Resonanzlinie (Mitte) an der Fe $L_{3,2}$ -Kante aufgetragen über der Photonenenergie

5.1.2 Einfluss auf die Co $L_{3,2}$ -Kanten

Wie für die Fe $L_{3,2}$ -Kante wurden äquivalente Messungen auch für die Co $L_{3,2}$ -Kante durchgeführt. In Abbildung 5.3 (unten) ist ein solches auf der XMCD-Auswertung basierendes XFMR-Photonenspektrum (orange) an der Co $L_{3,2}$ -Kante dargestellt. Zum Vergleich ist wiederum ein nicht unter Resonanzbedingungen aufgenommenes XMCD-Spektrum (Abbildung 5.1 (oben)) aufgetragen.

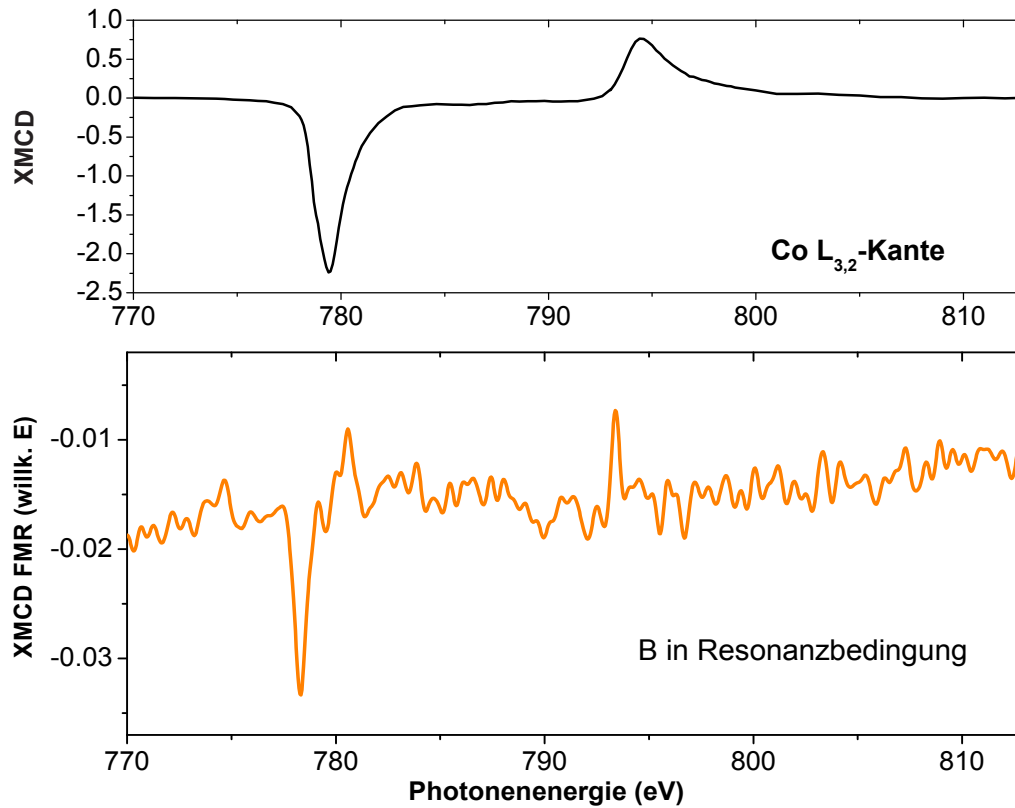


Abbildung 5.3: XMCD (oben) und XFMR-Signal gebildet aus der Differenz zwischen XMCD-Spektren aufgenommen in Resonanzbedingung an der Co $L_{3,2}$ -Kante aufgetragen über der Photonenenergie

Wie in Abbildung 5.3 zu erkennen, ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis auch für die so durchgeführten Messungen an der Co $L_{3,2}$ -Kante sehr gering. Leichte Maxima und Minima im XFMR-Signal sind bei den Photonenenergien des XMCD-Maximums (bzw. Minimums) vorhanden. Allerdings ist bei diesem Spektrum das Maximum des Signals an der Flanke des XMCD-Signals zu sehen. Bei diesen Messungen ist nicht ganz auszuschließen, dass leichte Energiedrifts für dieses Signal verantwortlich sind. Dies legt besonders die spektrale Form des Ableitungssignals nahe, da wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, Ablei-

tungssignale in der Röntgenabsorptionsspektroskopie häufig durch leichte Energieverschiebungen entstehen. Jedoch sind die experimentellen Bedingungen für die Co und die Fe Kante gleich gewesen und bei der Fe Kante konnte keine solche Energieverschiebung festgestellt werden, was darauf hindeutet, dass es sich auch bei Co nicht um eine Energieverschiebung handelt. Eine weitere Auswertung und quantitative Interpretation dieser Messreihe ist allerdings wegen mangelnder Signalstärke, wie bei der Fe Kante, leider aus diesem Spektrum alleine nicht möglich.

Führt man analog zur Fe Kante trotz der geringen Signalstärke eine Analyse der Daten nach σ^+ und σ^- getrennt durch, so erhält man die in Abbildung 5.4 dargestellten Spektren. In Abbildung 5.4 (oben) ist wiederum zum Vergleich ein konventionelles XMCD-Spektrum dargestellt. In den beiden Graphen darunter sind die Differenzen ($f_{res} - f_{\neq res}$) der Absorptionsspektren für σ^+ (blau) und σ^- (orange) aufgetragen. Das externe Magnetfeld entspricht hierbei einmal dem Resonanzfeld der konventionellen Resonanzkurve (unten), und einmal einem leicht reduzierten Magnetfeld an der Flanke der Resonanzkurve der konventionellen FMR.

Bei diesen Co Spektren ist das Signal im Gegensatz zu den Fe Spektren deutlicher bei dem leicht reduzierten externen Magnetfeld, also an der Flanke des konventionellen FMR-Signals zu erkennen. Außerdem erscheint es deutlicher für σ^- (orange) als für σ^+ (blau). Diese möglicherweise unterschiedliche Magnetfeldabhängigkeit wird im nächsten Teilkapitel untersucht. Zusätzlich ist das Signal im Vergleich zu den Fe Spektren für σ^+ und σ^- invertiert.

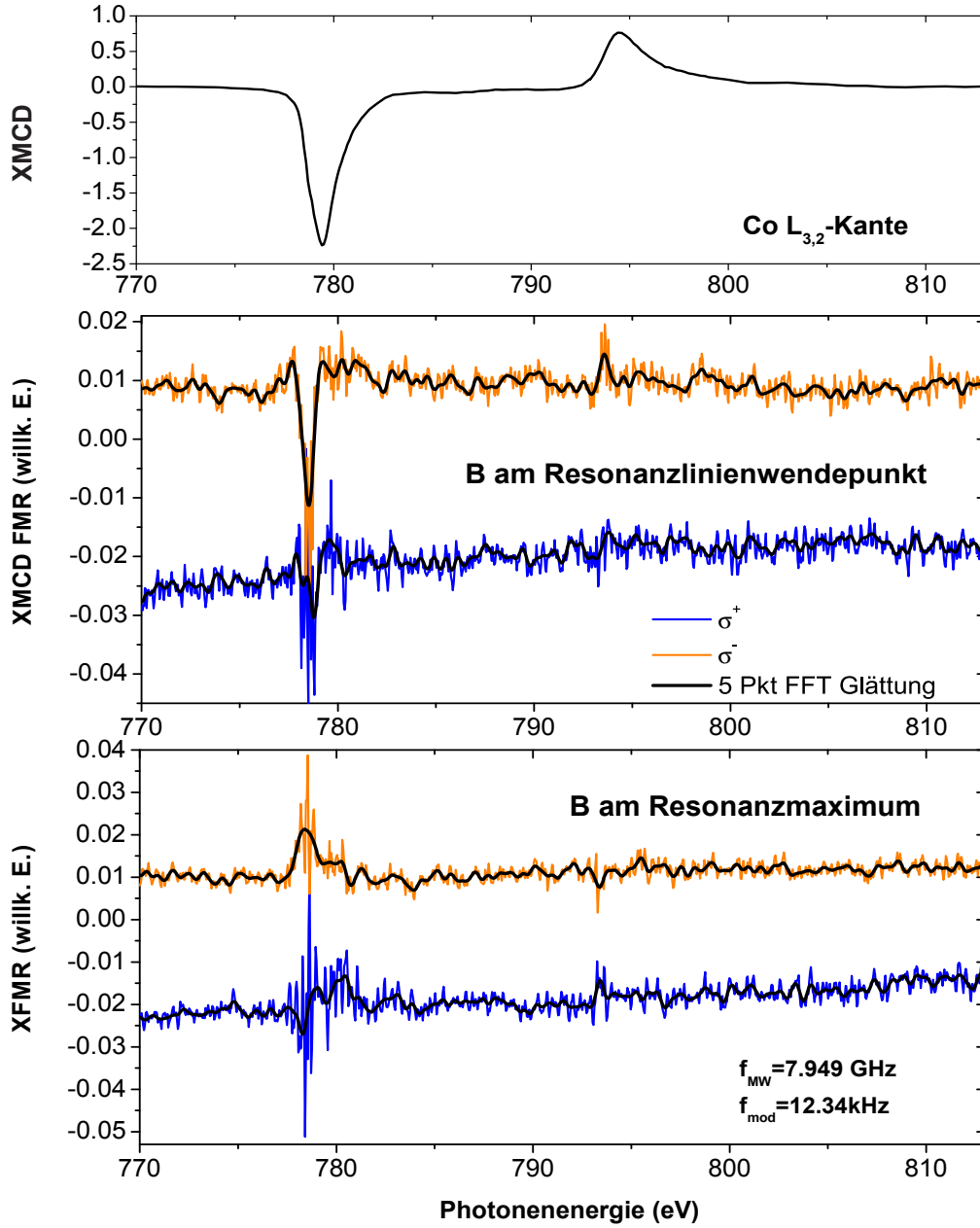


Abbildung 5.4: XMCD (oben) und FMR-Signal, gebildet aus der Differenz $f_{\text{res}} - f_{\neq \text{res}}$ zwischen Röntgenabsorptionsspektren für σ^+ (blau) und σ^- (orange) aufgenommen in Resonanzbedingung (unten) und am Wendepunkt der konventionellen Resonanzlinie (Mitte) an der Co $L_{3,2}$ -Kante aufgetragen über der Photonenenergie

5.2 Elementspezifische feldabhängige FMR

Nachdem in Kapitel 5.1 bereits der Effekt der Ferromagnetischen Resonanz auf die Absorptionsspektren beschrieben wurde, wird in diesem Kapitel die element-spezifische XFMR in Abhängigkeit von dem extern angelegten Magnetfeld diskutiert.

Dazu werden die durch Amplitudenmodulation der Mikrowellenleistung und mittels Lock-In-Detektors durch den Probenstrom gemessenen Röntgenabsorptionssignale, wie in Kapitel 4 beschrieben, getrennt nach der Polarisierung der Röntgenstrahlung untersucht. Das konventionell detektierte FMR-Signal der reflektierten Mikrowellenleistung wurde dazu gleichzeitig mittels eines zweiten Lock-In-Detektors gemessen, um einen direkten Vergleich der FMR-Spektren zu ermöglichen. Das konventionelle FMR-Signal ist in den folgenden Abbildungen in schwarz aufgetragen.

5.2.1 Messung an der Fe L_3 -Kante

In Abbildung 5.5 sind die XFMR-Signale für die zirkuläre Polarisierung σ^+ und σ^- bei einer Photonenenergie von $E_{Ph} = 708.4 \text{ eV}$, welche der Photonenenergie mit maximalem XMCD-Effekt an der L_3 -Kante entspricht, über dem externen Magnetfeld aufgetragen.

Man kann klar erkennen, dass sich die für σ^+ und σ^- aufgenommenen XFMR-Spektren bei der Magnetfeldposition des Resonanzfeldes $B_{res} = 67 \text{ mT}$ maximal unterscheiden, wohingegen sie außerhalb des Magnetfeldbereichs der FMR-Resonanzlinie im Rahmen des Fehlers übereinstimmen. Wie bei den photonenergieabhängigen XFMR-Spektren ist auch hier die röntgendetektierte Resonanzkurve für σ^+ deutlich stärker ausgeprägt und bestätigt somit die photonenergieabhängigen Messungen.

In den Spektren von sowohl σ^+ als auch σ^- ist eine stufenförmige Signatur zu erkennen, die auch in den XFMR-Spektren für die XFMR-Summenspektren ($\sigma^+ + \sigma^-$) in Abbildung 4.2 zu erkennen ist. Diese für beide zirkulären Polarisationsrichtungen vorhandene Signatur kann möglicherweise auch ein der Ableitung des konventionellen FMR-Signals ähnelndes Signal sein, das mit dem dispersiven Anteil der magnetischen Hochfrequenzsuszeptibilität zusammenhängt. In der konventionellen FMR wird die durch die in Resonanz absorbierte Mikrowellenleistung detektiert. Wie in einem getriebenen mechanischen Oszillator kann dabei Leistung aufgenommen werden, wenn Anregung und Oszillation (in diesem Fall die Mikrowelle und die Magnetisierung) um 90° phasenverschoben sind. Bei der Röntgendetektierten Ferromagnetischen Resonanz in longitudinaler Geometrie hingegen wird in einem Vektorbild der Magnetisierung die Verkürzung der Projektion gemessen. Die eingestrahlte Mikrowelle regt die Magnetisierung jedoch nicht ausschließlich an, wenn die Resonanzbedingung erfüllt ist, sondern auch außerhalb der eigentlichen Resonanz, so dass es auch hier zu einer Verkür-

zung der Magnetisierung kommen kann. Folglich kann bei der XFMR in longitudinaler Geometrie zusätzlich zum dissipativen Anteil auch der dispersive Anteil, der magnetischen Hochfrequenzsuszeptibilität einen Einfluss auf das Messsignal haben. Da die Signale für σ^+ und σ^- außerhalb der Resonanzkurve jedoch nahezu aufeinanderliegen ist der Ursprung des Signals nicht durch den XMCD-Effekt begründet.

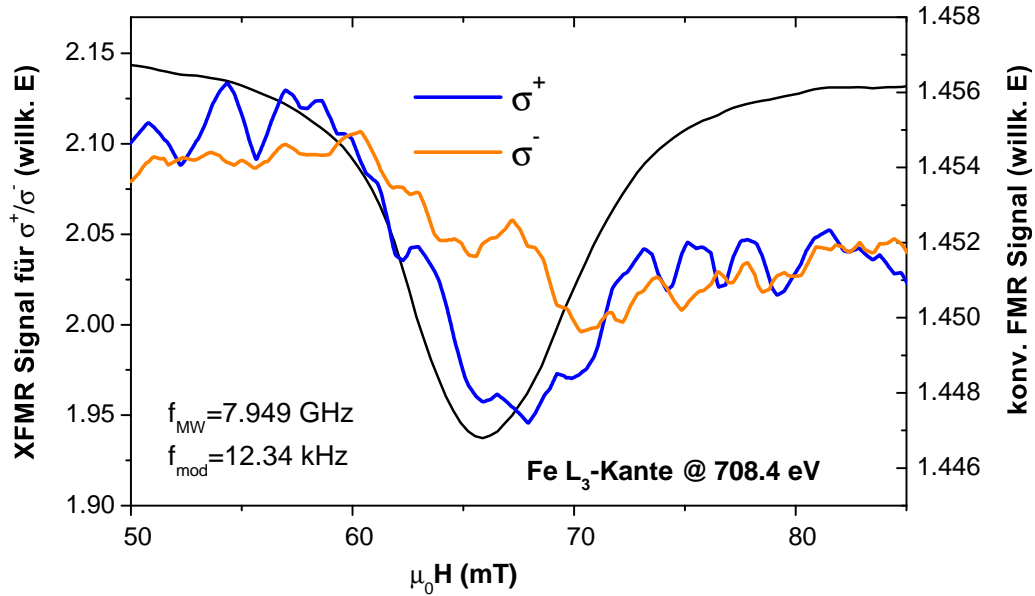


Abbildung 5.5: Vergleich des konventionellen FMR-Spektrums mit dem Röntgendetektierten FMR-Signal für σ^+ (blau) und σ^- (orange), beim maximalen XMCD-Signal der Fe L_3 -Kante aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen externen Magnetfeldes.

In Abbildung 5.6 ist die Differenz der für σ^+ und σ^- aufgezeichneten Röntgendetektierten FMR-Spektren bei einer Photonenenergie von $E_{Ph} = 708.4$ eV in Orange aufgetragen. Dieses Signal entspricht der Änderung im XMCD-Signal durch die Modulation der Mikrowelle bei den verschiedenen Magnetfeldstärken und somit der Änderung des XMCD durch die Ferromagnetische Resonanz.

Das Röntgendetektierte FMR-Signal folgt innerhalb des Messfehlers klar der Form der konventionellen Resonanzkurve. Dies zeigt, dass die Verkürzung der Projektion der Magnetisierung proportional der absorbierten Mikrowellenleistung in der Resonanz zunimmt.

Allerdings ist auch auffällig, dass die Röntgendetektierte Resonanzkurve leicht asymmetrisch ist und zwei Maxima aufweist. Nimmt man diese Asymmetrie ernst,

so könnte dies darauf hindeuten, dass auch in dem XMCD-Effekt-basierten Messsignal neben der reinen dissipativen Hochfrequenzsuszeptibilität ein weiterer dispersiver Anteil das Messsignal bestimmt. Eine Bestätigung, dass die Form der XFMR-Resonanzkurve nicht durch das geringe Signal-zu-Rausch-Verhältnis bedingt ist zeigt sich darin, dass die Messungen reproduzierbar sind, wie im Anhang in Abbildung A.3 gezeigt ist.

Eine noch wahrscheinlichere Erklärung könnte die Struktur der Probe mit den Co Streifen auf der Py Fläche sein. Wie in der konventionellen winkelabhängigen FMR-Messung in Abbildung 3.5, im Kapitel zur magnetischen Charakterisierung zu sehen war, besteht das konventionelle Messsignal aus mehreren Resonanzlinien, die sowohl dem Py, als auch den Co Streifen und der Kopplung zwischen beiden zuzuordnen sind. Bei einer Winkelmissorientierung in der XFMR-Geometrie kommt es zu einer Aufspaltung. Es ist also möglich, dass die, in Abbildung 5.6 dargestellte, konventionelle FMR-Linie aus Co und Py Linien besteht, die nicht vollständig symmetrisch beim identischen Magnetfeld liegen. Bei der Röntgendetektierten Messung wird dann nur der Fe Anteil absepariert, was eine leicht asymmetrische Linie im Vergleich zur konventionellen FMR-Kurve verursachen kann.

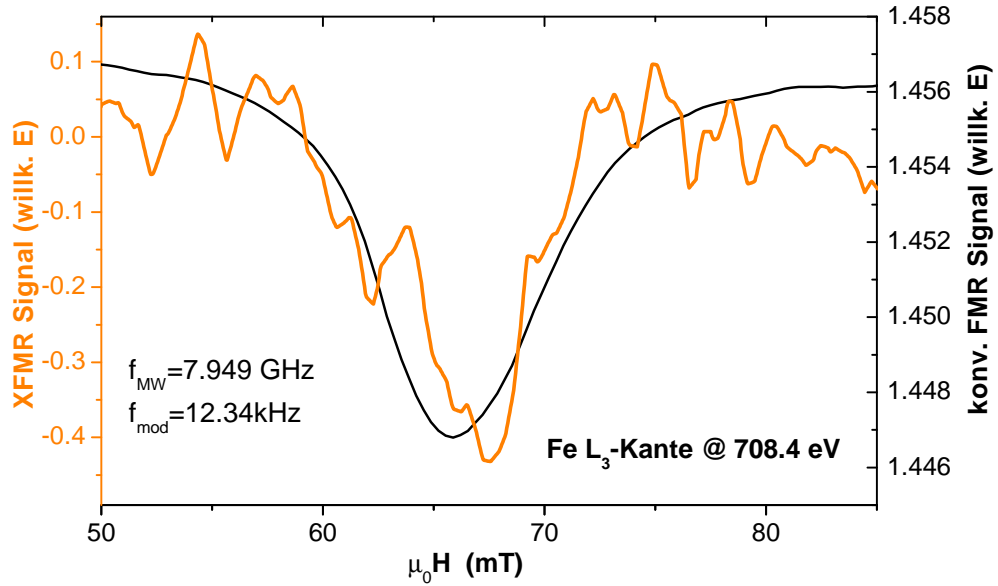


Abbildung 5.6: Vergleich des konventionellen FMR-Spektrums mit dem subtrahierten ($\sigma^+ - \sigma^-$) röntgendetektierten FMR-Signal, beim maximalen XMCD-Signal der Fe L_3 -Kante aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen externen Magnetfeldes.

Als Kontrollexperiment zu der in Abbildung 5.6 gezeigten Messung am Maximum des XMCD-Signals bei einer Photonenenergie von $E_{Ph} = 708.4 \text{ eV}$ wurde die Photonenenergie auf einen Wert von $E_{Ph} = 686 \text{ eV}$ vor der eigentlichen Absorptionskante eingestellt, bei der kein XMCD-Effekt sichtbar ist.

Wie in Abbildung 5.7 in Blau dargestellt, ergibt sich für die Differenz der für σ^+ und σ^- aufgenommenen Röntgen FMR-Spektren innerhalb des Rauschens im gesamten Feldbereich kein erkennbares Differenzsignal. Dies deutet darauf hin, dass die durch die Differenz $(\sigma^+ - \sigma^-)$ gemessene XFMR tatsächlich mit der Photonenenergie und somit mit dem XMCD-Effekt zusammenhängt und damit magnetisch ist und kein Artefakt der Detektionsmethode ist.

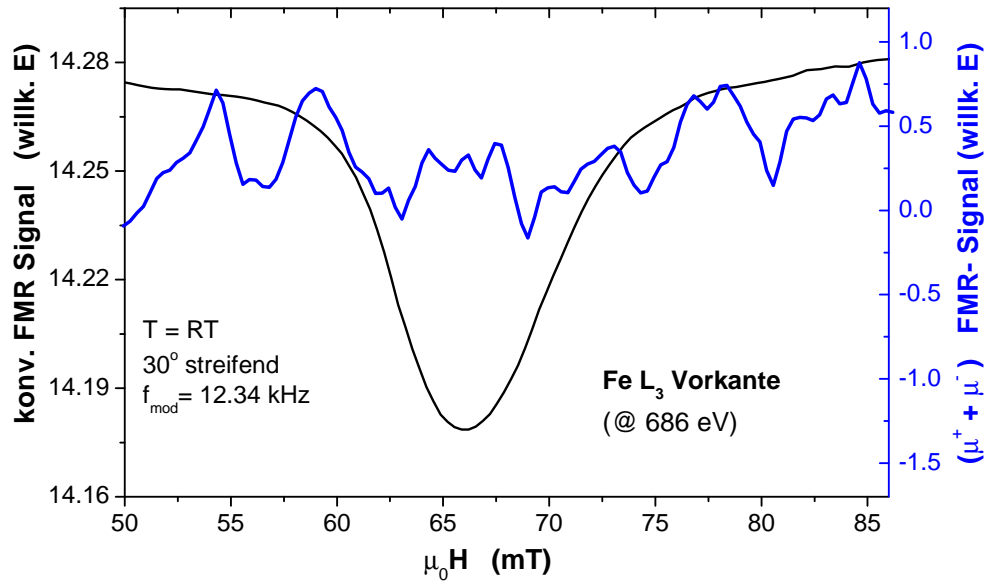


Abbildung 5.7: Vergleich des konventionellen FMR-Spektrums mit dem subtrahierten $(\sigma^+ - \sigma^-)$ röntgendetektierten FMR-Signal, vor der $\text{Fe } L_3$ -Kante (kein XMCD-Signal) aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen externen Magnetfeldes.

5.2.2 Messung an der Co L₃-Kante

In Abbildung 5.8 sind die Röntgendetektieren FMR-Signale für die zirkuläre Polarisation σ^+ und σ^- bei einer Photonenenergie von $E_{Ph} = 779.2 \text{ eV}$, welche der Photoeneenergie mit maximalem XMCD-Effekt an der Co L₃-Kante entspricht, über dem externen Magnetfeld aufgetragen.

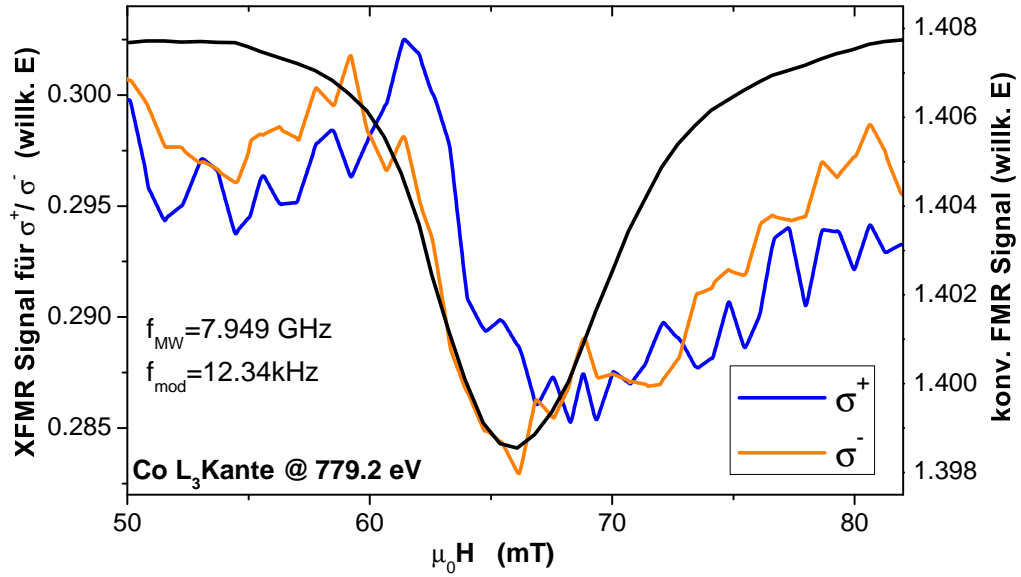


Abbildung 5.8: Vergleich des konventionellen FMR-Spektrums mit dem XFMR-Signal für σ^+ und σ^- beim maximalen XMCD-Signal der Co L₃-Kante aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen externen Magnetfeldes.

Wie bei den Messungen an der Fe L₃-Kante unterscheiden sich die für σ^+ und σ^- aufgenommenen XFMR-Spektren um die Magnetfeldposition der konventionellen, ferromagnetischen Resonanzlinie maximal, wohingegen sie außerhalb dieses Magnetfeldbereichs im Rahmen des Fehlers nahezu übereinstimmen.

In den Spektren von sowohl σ^+ als auch σ^- ist wiederum eine stufenförmige Signatur zu erkennen, die allerdings stärker ausgeprägt ist, als an der Fe L₃-Kante. An der Co L₃-Kante ist der ableitungsartige Charakter des Signales sogar deutlich stärker ausgeprägt als an der Fe L₃-Kante.

Das XFMR-Signal für σ^- liegt im gesamten Bereich der konventionellen FMR-Linie unterhalb der für σ^+ folglich ist die Resonanzkurve etwas stärker ausgeprägt. An der Co L₃-Kante ist jedoch nicht ganz so eindeutig wie an der L₃-Kante abzulesen, ob das FMR-Signal für σ^+ oder σ^- stärker ausgeprägt ist. Jedoch sehen die FMR-Spektren für σ^+ und σ^- auf der Magnetfeldachse gegeneinander

verschoben aus. Eine experimentell bedingte Verschiebung der Magnetfeldachse kann jedoch ausgeschlossen werden.

In Abbildung 5.9 ist die Differenz der für σ^+ und σ^- aufgezeichneten Röntgendetektierten FMR-Spektren bei einer Photonenenergie von $E_{ph} = 779.2 \text{ eV}$ in Orange aufgetragen. Dieses Signal entspricht der Änderung im XMCD-Signal durch die Modulation der Mikrowelle bei den verschiedenen Magnetfeldstärken und somit der Änderung des XMCD durch die Ferromagnetische Resonanz.

Das röntgendetektierte FMR-Signal folgt innerhalb des Messfehlers der Form der konventionellen Resonanzkurve. Allerdings ist das Vorzeichen der röntgendetektierten Resonanzkurve im Vergleich zu den Messungen an der Fe Kante invertiert. Dies kann jedoch mit der Lock-In-Detektionsmethode zusammenhängen indem eine Phasendrehung zwischen Referenz und Signalzweig erfolgt.

Wie das röntgendetektierte Signal an der Fe Kante ist die Resonanzkurve von Co leicht verschoben und asymmetrisch. Die Verschiebung relativ zum konventionellen FMR-Signal ist im Vergleich zur Fe Kante entgegengesetzt.

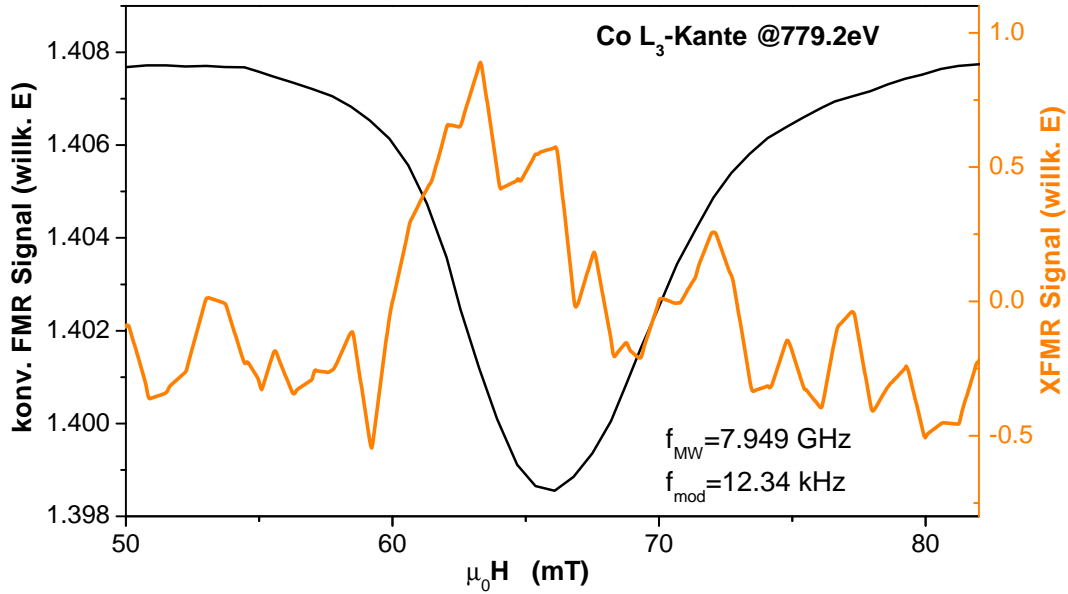


Abbildung 5.9: Vergleich des konventionellen FMR-Spektrums mit dem subtrahierten ($\sigma^+ - \sigma^-$) röntgendetektierten-FMR-Signal, beim maximalem XMCD-Signal der Co L₃-Kante aufgetragen über der Feldstärke des quasistatischen, externen Magnetfeldes.

5.3 Diskussion

Elementselektive dynamische Parameter

Wie im vorangegangenen Teil der Arbeit beschrieben wurde für die verschiedenen Elemente Co und Fe jeweils unterschiedliches Verhalten, sowohl in der Feldabhängigkeit als auch im Signal von σ^+ und σ^- , gemessen. In Abbildung 5.10 (unten) sind die Co (orange) und Fe (blau) XFMR-Spektren noch einmal zum Vergleich mit der gleichzeitig (mit dem Fe Spektrum) aufgenommenen, konventionellen Resonanzkurve aufgetragen, wobei das Co Signal zur besseren Vergleichbarkeit invertiert ist. Eine leichte Verschiebung zwischen den Maxima der XFMR-Kurven ist so deutlich erkennbar.

Diese leicht unterschiedliche Resonanzlinienlage resultiert wie bereits beschrieben daraus, dass das konventionelle FMR-Signal aus einer Mischung aus den Signalen des Permalloy Films und der Co Streifen besteht, die wie in der winkelabhängigen, konventionellen Messung in 3.5 dargestellt unterschiedliche Resonanzlinien besitzen, die für die Geometrie und Mikrowellenfrequenz der XFMR-Messung überlappen.

Um dies zu verdeutlichen, ist dazu in Abbildung 5.10 (oben) die konventionelle Messung aus Abbildung 3.5 im X-Band-Resonator gezeigt. Zur Illustration ist die Messung, die unter Modulation des externen Magnetfeldes gemessen wurde, integriert und mit korrigiertem Untergrund gezeigt. So entspricht diese Darstellung einer Absorptionskurve. Das erhöhte Resonanzfeld der X-Band Messung liegt dabei an der höheren Mikrowellenfrequenz des X-Band Resonators im Gegensatz zu der XFMR-Messung bei $f_{MW} = 7.949$ GHz und einer Steigung in der Dispersionsrelation mit steigender Frequenz.

Wie in Abbildung 5.10 zu sehen, ist eine Auswertung der exakten Linienbreiten der Co und Fe Linien bisher nicht ausreichend aussagekräftig, um daraus Rückschlüsse auf die dynamischen Parameter wie die Dämpfung zu ziehen. Jedoch kann die Messung als Indiz genommen werden, dass an solchen Heterostrukturen elementspezifische Untersuchungen notwendig sind, um die dynamischen magnetischen Eigenschaften, die durch konventionelle FMR so nicht trennbar sind, detailliert zu untersuchen. Die Verbindung der Elementspezifität erweitert so auch die Aussagefähigkeit der FMR gerade auch bei austauschgekoppelten Systemen. Hier können die beiden gekoppelten Resonanzen separat aufgenommen und analysiert werden. Durch eine zusätzliche transversale XFMR-Messung ist es so möglich die Phasenbeziehung der Kopplung der magnetischen Untersysteme zu charakterisieren und somit Aussagen über Spinwellenanregungen und deren Ausbreitung in solchen Systemen zu treffen. Hierbei ist es besonders wichtig, eine kontinuierliche Anregung mit einer ausreichend kleinen Mikrowellenamplitude (wie in den hier vorliegenden Messungen) zu gewährleisten, da nur so die intrinsischen Gleichgewichtseigenschaften untersucht werden. Außerdem ermöglicht die geringe Anregung des Systems die bessere theoretische Beschreibung der Röntgenabsorp-

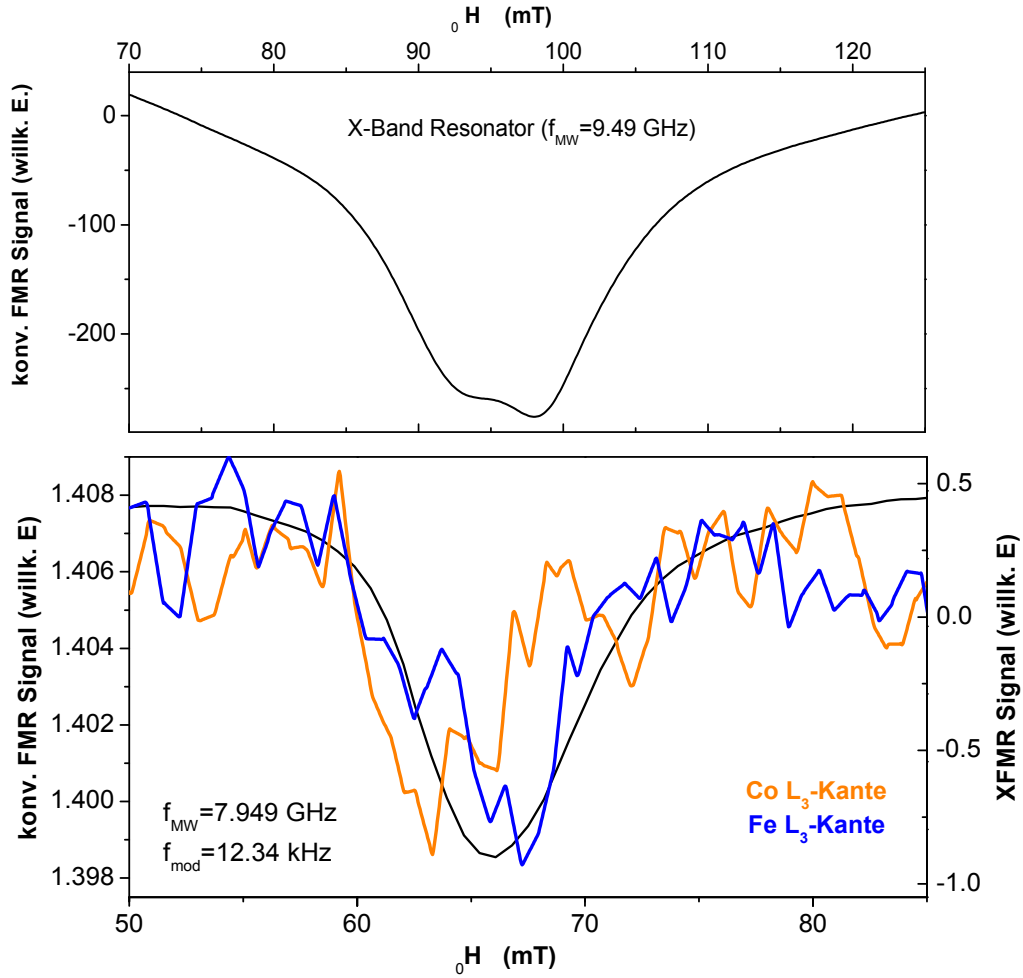


Abbildung 5.10: Vergleich des konventionellen FMR-Spektrums mit den subtrahierten ($\sigma^+ - \sigma^-$) röntgendetektierten FMR-Signalen bei den Photonenenergien des maximalen XMCD-Signals an der Fe und Co L_3 -Kante aufgetragen über der Feldstärke des externen Magnetfeldes. (XFMR-Signal für die Co Kante invertiert zur besseren Vergleichbarkeit)

tion, da bei der Interpretation über die Sommerregeln ein ungestörtes System vorausgesetzt wird und die Gültigkeit dieser Interpretation für stark gestörte Systeme noch nicht erwiesen ist. Außerdem kann damit eine weitere Reduktion der Magnetisierung durch thermische Effekte ausgeschlossen werden. Als Folge der geringen Mikrowellenamplitude ist das XFMR-Signal sehr klein und es bedarf weiterer experimenteller Anstrengungen, um ein verbessertes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen, was durch weiter gesteigerte Statistik und durch weitere Verbesserungen hinsichtlich Stromdetektion, Strahllinien- oder Ringstabilität erreicht werden kann.

Einfluss Majoritäts- versus Minoritätselektronen

In den nach σ^+ und σ^- einzeln untersuchten XFMR Messungen war sowohl bei den magnetfeldabhängigen als auch den photonenergieabhängigen Spektren an der Fe L_3 -Kante zu erkennen, dass der Einfluss der Ferromagnetischen Resonanz sich deutlich ausgeprägter für die Röntgenabsorption mit der Polarisation σ^+ zeigte. Wenn man sich die Übergangswahrscheinlichkeiten ansieht, erkennt man, dass für die hier verwendete Konvention σ^+ polarisierte Röntgenstrahlung an der L_3 -Kante eine höhere Spinpolarisation des Photoelektrons für die Majoritätselektronen aufweist. Eine mögliche Schlussfolgerung ist somit, dass der Einfluss der Ferromagnetischen Resonanz auf Minoritäts- und Majoritätselektronen nicht gleich ist, sondern die Majoritätselektronen eine hervorgehobene Rolle spielen. Ein detailliertes Verständnis dafür ist jedoch sowohl von experimenteller Seite als auch von theoretischer Seite schwierig. Von der experimentellen Seite limitiert die mangelnde Signalstärke und die Möglichkeit, dass noch ein Anteil des Signals aus Messartefakten besteht die Untersuchung der spektralen und magnetfeldabhängigen Form des XFMR-Signals. Das theoretische Verständnis der XFMR mangelt an der Vereinbarkeit der theoretischen Modelle, die zur Beschreibung der Ferromagnetischen Resonanz und der Röntgenabsorptionsspektroskopie etabliert wurden. Die Vorstellung von Magnonen und Spinwellen, wie sie in der Ferromagnetischen Resonanz angenommen werden, ist nicht in direkter Form in das elektronische Zwei-Schritt-Modell zur Erklärung des Röntgenzirkulardichroismus zu implementieren und die bisherigen Ansätze für die theoretische Beschreibung sind noch unbefriedigend [89].

Es muss also zur Beschreibung der XFMR ein Modell gefunden werden, in dem die Präzession der Magnetisierung über die besetzten und unbesetzten Zustände in der Nähe der FERMI-Kante beschrieben wird.

Eine solche Möglichkeit der Beschreibung Präzessionsdynamik und der Dämpfung ist ein auf elektronischer Streuung basierender Ansatz nach KUNES und KAMBERSKY [151, 152], der eine atmende FERMI-Fläche ('breathing FERMI surface') zur Erklärung einführt. Die FERMI-Fläche deformiert sich dabei mit der Präzession der Magnetisierung. Die Relaxation erfolgt durch die Annihilation von

uniformen Magnonen durch Ein-Elektronen-Spinumkehr-Streuung ('one-electron spin-flip').

Der GILBERT-Parameter wird in diesem Modell beschrieben durch [153, 154]:

$$G = \frac{\hbar \gamma^2 \langle S \rangle^2 \xi^2 \int d^3 \vec{k} \sum_{\alpha, \beta, \sigma} \langle \beta | L^+ | \alpha \rangle \langle \alpha | L^- | \beta \rangle \cdot \delta(E_{\alpha, \vec{k}, \sigma} - E_F)}{(\hbar \omega + E_{\alpha, \vec{k}, \sigma} - E_{\beta, \vec{k} + \vec{q}, \sigma})^2 (\hbar / \tau_M)^2} \quad (5.1)$$

Dabei ist ξ die Spin-Bahn-Kopplungskonstante, α und β sind die besetzten bzw. unbesetzten Zustände der Elektronen für den Wellenvektor \vec{k} (der sich bei der Streuung um \vec{q} verändern kann), die Spinquantenzahl σ und die Energie E . Die Streuung der Elektronen findet in der Nähe der FERMI-Kante statt (mit $\delta(E_{\alpha, \vec{k}, \sigma} - E_F)$) und besitzt die Streuzeit τ_M . Die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist der Vermittler der Streuung mit den Bahn-Operatoren L^+ und L^- und der Spin-Bahn-Kopplungskonstante ξ . Die Streuung kann dabei sowohl innerhalb einzelner Bänder erfolgen, aber auch zwischen verschiedenen Bändern (Intraband-Streuung).

Unter der Annahme, dass die kernnahen Zustände und deren Wechselwirkung mit den Röntgenphotonen durch die resonante Absorption der Mikrowelle und die Präzession der Magnetisierung unbeeinflusst sind, kann man davon ausgehen, dass der Einfluss lediglich durch die besetzten und unbesetzten Zustände der Elektronen in der Nähe der FERMI-Kante zustande kommt.

Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang auch das unterschiedliche Vorzeichen der gemessenen XFMR-Signale für Co und Fe sowohl bei den feldabhängigen als auch bei den photonenergieabhängigen Messungen. Dies deutet auf ein unterschiedliches Verhalten von Co und Fe hin. Ein Unterschied zwischen den beiden Elementen ist die unterschiedliche Zustandsdichte der Minoritätselektronen an der FERMI-Kante. Für Fe ist dort eine endliche Zustandsdichte vorhanden, wohingegen bei Co nur für die Majoritätselektronen Zustände in der Nähe der FERMI-Kante vorhanden sind [155]. Betrachtet man außerdem den spektralen Bereich zwischen der L_2 und der L_3 -Kante, der keinen reinen $2p \rightarrow 3d$ Anregungen zugeschrieben wird, sondern diffusen magnetischen Momenten, die im Zusammenhang mit der s-p Polarisierung stehen, so erkennt man ein gegensätzliches Vorzeichen in diesem Bereich für die XMCD-Spektren von Fe und Co [156]. Dies kann ein Indiz dafür sein, dass möglicherweise in der XFMR diese diffusen magnetischen Momente das Signal dominieren und es aufgrund der umgekehrten Polarisierung der diffusen Momente zur Signalumkehr der XFMR von Co im Vergleich zu Fe kommen könnte.

Diese Interpretationen wiederum haben zur Folge, dass die XFMR in longitudinaler und transversaler Geometrie nicht durch eine einfache Projektion einer präzedierenden Magnetisierung beschrieben werden darf. Um weiterreichende Aussagen treffen zu können ist jedoch eine weiterführende vergleichende Unter-

suchung der XFMR in longitudinaler und transversaler Geometrie mit geringen Auslenkwinkeln und unter kleiner Störung des Systems notwendig.

Mögliche Anwendungen: Ortsauflösung

Eine besonders interessante Anwendung der Röntgendetektierten Ferromagnetischen Resonanz ist dabei die Kombination der XFMR mit der Ortsauflösung eines Röntgenmikroskopes oder für zeitaufgelöste Experimente auch die Röntgenholographie [157]. Dies bietet beispielsweise die Möglichkeit mikro- und nanoskalige Objekte zu untersuchen. Außerdem ermöglicht dies auch nichtuniforme Anregungen zu untersuchen, um so beispielsweise Randmoden oder Spinwellen in einer Probe abzubilden und den Magnonencharakter der FMR in nanostrukturierten magnetischen Systemen (z.B. Kern-Hülle-Strukturen) zu belegen.

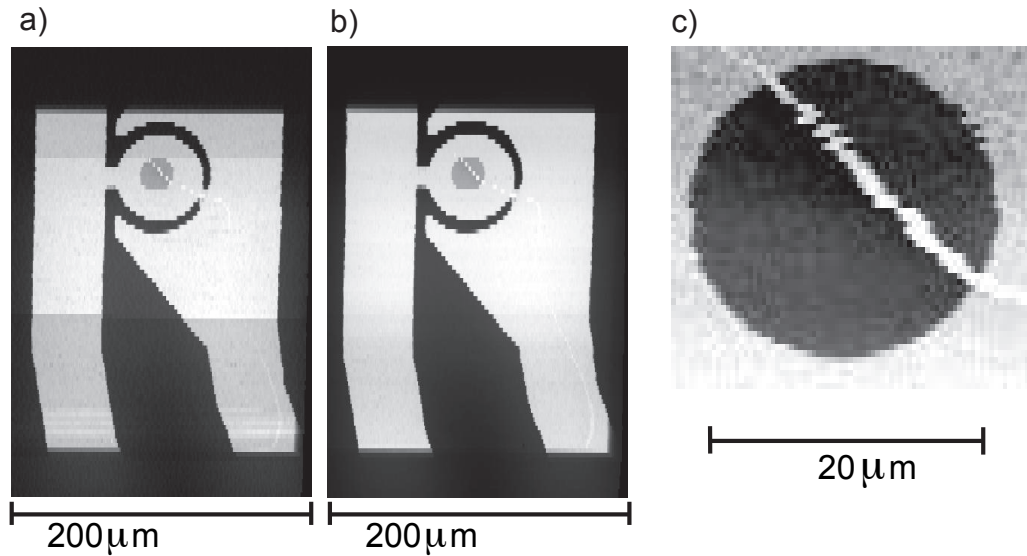


Abbildung 5.11: STXM Aufnahmen eines Co Kreises ($d = 20\mu\text{m}$) in einem Omega mit $60\mu\text{m}$ Durchmesser:

a) $200\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ Bildausschnitt b) zeigt den selben Bildausschnitt wie a) nach 24 h (ohne Rejustierung der Position) c) zeigt einen $26\mu\text{m} \times 26\mu\text{m}$ Bildausschnitt

Erste Entwicklungen für eine solche Kombination wurden im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt. Hierfür wurden, wie in Kapitel 3.3.3 beschrieben, zur Mikrowellenanregung Omegastrukturen auf SiN Membranen entwickelt und hergestellt, die für Röntgenstrahlung transparent sind, und somit mit einem Transmissionsröntgenmikroskop kombiniert werden können.

Als Röntgenmikroskop wurde das Rastertransmissionsmikroskop (STXM) an der Strahllinie 13-1 an der SSRL [109] verwendet. Dieses Mikroskop wurde durch besonders mechanisch stabile Piezocontroller auf lange Verweilzeiten an einem Probenort optimiert. Dies ist für die XFMR-Experimente wegen der bereits beschriebenen, sehr kleinen Signalen und den damit verbundenen langen Mittelungszeiten entscheidend. In Abbildung 5.11 sind mit dem Röntgenmikroskop erzeugte Aufnahmen einer Omegastruktur mit einem Co Kreis im Inneren dargestellt, die an der Co L_3 -Kante aufgenommen wurden. Zwischen Abbildung 5.11 (a) und 5.11(b) wurde 24 Stunden gewartet und dann ohne Nachjustierung der Probenposition ein weiteres Bild aufgenommen. Die Position der Probe im Rahmen der Messung in dieser Zeit nicht erkennbar verändert und somit in Hinblick auf die mechanische und zeitliche Stabilität für die XFMR geeignet. Abbildung 5.11 (c) zeigt eine Großaufnahme des Co Kreises mit $20\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser. Wie zu erkennen ist, verläuft ein Riss der Membran quer durch den Kreis und das Omega (vermutlich Transportschaden) und die Probe. Dieser machte die Probe somit für weitere FMR-Messungen unbrauchbar.

Eine weitere interessante Probengeometrie sind einige μm große Streifen, bei denen bekannt ist, dass in der FMR Spinwellen beobachtet werden können, die sich zum Test der Ortsauflösung des STXM gut eignen [140]. In Abbildung 5.12 sind STXM Aufnahmen an der Ni $L_{3,2}$ -Kante einer solchen $2\text{ }\mu\text{m} \times 10\text{ }\mu\text{m}$ Py Streifenprobe gezeigt. (Auch hier ist die Probe durch einen Transportschaden, diesmal ein Bruch des Omegas, nicht für die Mikrowellenanregung brauchbar. Es konnten jedoch weitere Testmessungen durchgeführt werden)

Neben den Abbildungen ist für diese Probe wie in Abbildung 5.12 (c) gezeigt auch Röntgenspektroskopie an der Ni $L_{3,2}$ -Kante durchgeführt worden. Die Richtung der zirkularen Polarisation wurden bei den Messungen gleichgehalten und die Richtung des externen Magnetfeldes gedreht und so aus der Differenz das XMCD-Spektrum aufgenommen. Alternativ kann auch die Polarisationsrichtung gedreht werden (hier nicht gezeigt).

Konventionelle FMR-Spektren dieser Proben wurden bereits in der Vakuumkammer des STXM aufgenommen, sodass in naher Zukunft die ersten kombinierten Experimente durchgeführt werden können. Darüber hinaus kann der Mikrowellensynthesizer, der für diese Experimente verwendet wird, mit der Frequenz des Speicherrings der SSRL synchronisiert werden. Deshalb wird es in Zukunft möglich sein, sowohl die longitudinale als auch die transversale Komponente der XFMR zu detektieren, und so die in vorher angesprochenen kombinierten Experimente sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Geometrie durchzuführen.

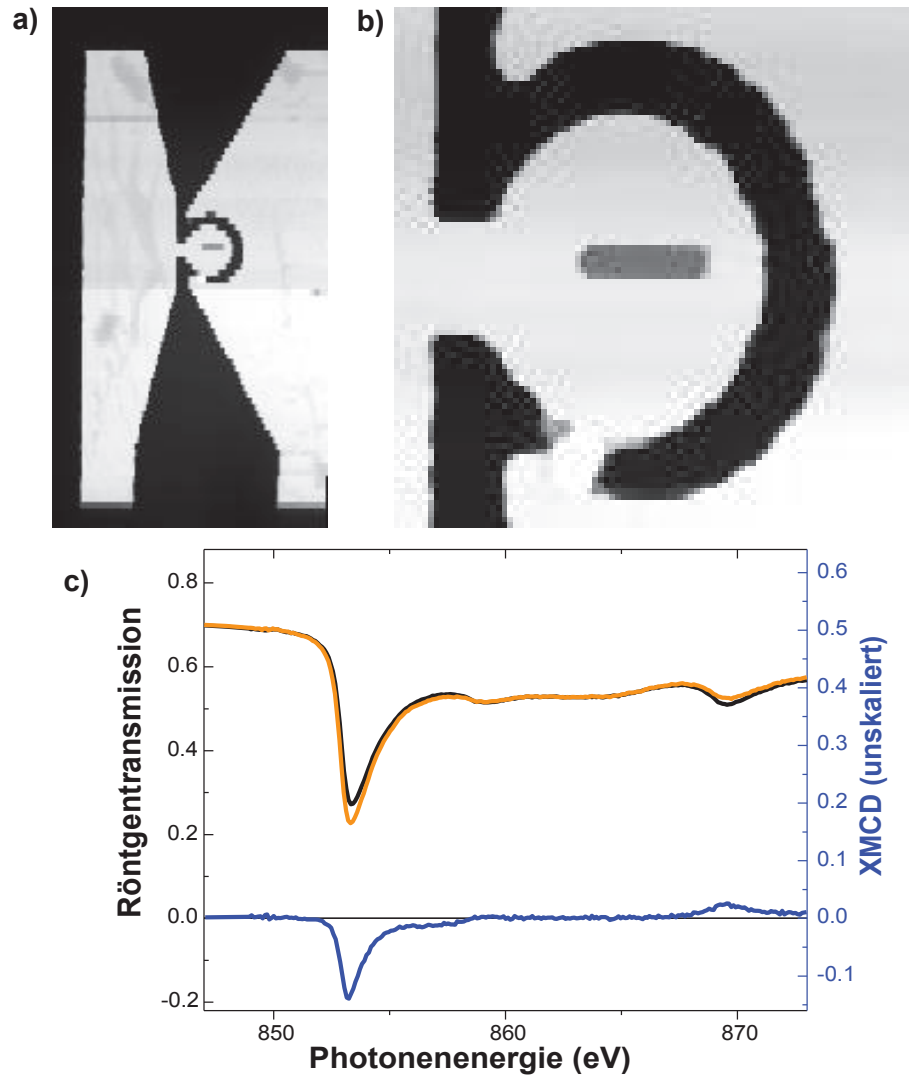


Abbildung 5.12: STXM Messungen an einem $2\,\mu\text{m} \times 10\,\mu\text{m}$ Py Streifen in einem Omega mit $20\,\mu\text{m}$ Durchmesser:

a) $120\,\mu\text{m} \times 240\,\mu\text{m}$ Bildausschnitt b) $38\,\mu\text{m} \times 38\,\mu\text{m}$ Bildausschnitt c) Röntgentransmissionsspektrum an der Ni $L_{3,2}$ -Kante und XMCD durch Umkehr des externen Magnetfeldes

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war die Messung der longitudinalen Röntgendetektier-ten Ferromagnetischen Resonanz mittels eines dafür konzipierten Messaufbaus. Als Detektionsmechanismus wurde bei diesen Messungen erstmalig der Kompen-sationsstrom verwendet, der durch die bei der Röntgenabsorption ausgelösten Elektronen entsteht.

Die für diese Messungen konstruierte Messapparatur erlaubt neben der Detek-tion der Röntgenabsorption auch die gleichzeitige Messung der konventionellen Ferromagnetischen Resonanz über die reflektierte Mikrowellenleistung. Hierfür ermöglicht die verwendete Mikrowellentechnik eines kurzgeschlossenen Mikrowel-lenkabels im Nahfeldbereich die Erzeugung eines homogenen Mikrowellenfeldes. Die Mikrowellenfrequenz und die Mikrowellenamplitude sind dabei frei wählbar und können im im Rahmen der Spezifikationen des Mikrowellensynthesizers und des Mikrowellenverstärkers gezielt eingestellt werden, sodass auch frequenzab-hängige Messungen der Ferromagnetischen Resonanz möglich sind. Der Messauf-bau ist dabei komplett ultrahochvakuum-kompatibel und kann an Synchrotron-Strahllinien sowohl im harten als auch im weichen Röntgenbereich angeschlossen werden.

Eine sorgfältige Analyse der experimentellen Bedingungen der XFMR wie Mi-krowellenleistung, Modulation, Temperatur und Messroutinen erwies sich dabei als notwendig, um eine Messung der intrinsischen, dynamischen, magnetischen Ei-genschaften zu ermöglichen. Hierbei ist es besonders wichtig, die physikalischen Phänomene zu verstehen, die im Zusammenhang mit der resonanten Absorp-tion der Mikrowelle und der Röntgenabsorption und dem damit verbundenen Stromfluss stehen, aber nicht in direktem Zusammenhang mit der resonanten Absorption der Röntgenstrahlung an den Absorptionskanten. Ein Verständnis dieser physikalischen Phänomene ist wichtig, weil die daraus resultierenden, ge-messenen Signale leicht mit den auf die Magnetisierung empfindlichen, durch den Röntgenzirkulardichroismus (XMCD) hervorgerufenen XFMR Signalen verwech-selt werden können, da diese ebenfalls bei der Erfüllung der Resonanzbedingung der FMR auftreten.

Zur Identifizierung der auf resonanter Röntgenabsorption basierenden XFMR Signale wurden dabei zwei Kriterien etabliert, die beim XMCD-Effekt relevant sind. Ein Kriterium ist die unterschiedliche Röntgenabsorption für die verschiedenen Richtungen der zirkularen Polarisation σ^+ und σ^- . Der andere Anhaltspunkt ist die Abhängigkeit des XFMR-Signals von der Photonenenergie der Röntgenstrahlung.

XFMR-Messungen wurden sowohl an der Fe als auch an der Co $L_{3,2}$ -Kante durchgeführt. Dabei wurde sowohl die Photonenenergieabhängigkeit als auch die Abhängigkeit vom extern angelegten Magnetfeld untersucht. In den nach σ^+ und σ^- einzeln untersuchten XFMR-Messungen war sowohl bei den magnetfeldabhängigen als auch den photonenenergieabhängigen Spektren an der Fe L_3 -Kante zu erkennen, dass der Einfluss der Ferromagnetischen Resonanz sich deutlich ausgeprägter für die Röntgenabsorption mit der Polarisation σ^+ zeigte. Dies lässt darauf schließen, dass bei der FMR die Zustände der Majoritätselektronen stärker beteiligt sind. Ein detailliertes Verständnis dafür ist jedoch nicht nur von experimenteller Seite her, wegen mangelnder Signalstärke und möglicher Artefaktmessung schwierig. Auch das theoretische Verständnis der XFMR mangelt an der Vereinbarkeit der theoretischen Modelle, die zur Beschreibung der Ferromagnetischen Resonanz und der Röntgenabsorptionsspektroskopie etabliert wurden.

Für ein detailliertes Verständnis der Röntgendetektierten Ferromagnetischen Resonanz sind weiterreichende Experimente dringend notwendig, um die beteiligten Prozesse genauer zu verstehen. Eine Kombination aus der gleichzeitigen Messung der verschiedenen Detektionsmechanismen der Röntgenphotonen und des Probenstroms ist dabei wünschenswert, um eine zweifelsfreie Interpretation unabhängig vom Detektionskanal zu ermöglichen. Darüber hinaus müssen beide Detektionsgeometrien direkt miteinander verglichen werden, um das theoretische Bild der präzedierenden Magnetisierung und der fluktuierenden Elektronenzustände an der FERMI-Kante überprüfen zu können. Für ein tiefergehendes Verständnis sind dabei auch Untersuchungen an verschiedenen Materialsystemen notwendig, die unterschiedliche magnetische Eigenschaften wie lokalisierte oder itinerante Momente besitzen. Dies kann helfen, die Gültigkeit der verschiedenen theoretischen Modelle abzuschätzen.

Ein wichtiger experimenteller Aspekt, der nachfolgend noch weiter untersucht werden muss, ist die Leistungsabhängigkeit der beteiligten Mechanismen durch Messreihen bei denen die Mikrowellenleistung von moderaten Mikrowellenleistungen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, kontinuierlich und kontrolliert variiert wird bis hin zu Anregungsamplituden, die nichtlineare Anregungen des Spinsystems zur Folge haben.

Solche weiterreichenden Experimente sind noch durch einen begrenzten Umfang an Strahlzeit limitiert. Sie sind aber dringend notwendig, um sich komplexeren Materialsystemen, wie beispielsweise Heuslersystemen, zuwenden zu können, und so, durch das Ausnutzen der Elementspezifität der Methode, ein tieferes

mikroskopisches Verständnis der Wechselwirkungen in solchen Systemen zu erhalten.

Eine besonders interessante Anwendung der XFMR ist die Kombination der XFMR mit der Ortsauflösung eines Röntgenmikroskopes. Diese Kombination kann durch Mikrowellenanregung durch spezielle Omegastrukturen auf Membranen erfolgen. Durch die Ortsauflösung wird die Möglichkeit gegeben mikro- und nanoskalige Objekte zu untersuchen. Außerdem ermöglicht dies auch nichtuniforme Anregungen zu untersuchen, um so beispielsweise Randmoden oder Spinwellen in einer Probe abzubilden.

Anhang A

A.1 Absorptionskanten und Synchrotrondaten

Tabelle A.1: Bindungsenergien in eV [132]

	<i>K</i> -Kante	<i>L</i> ₁ -Kante	<i>L</i> ₂ -Kante	<i>L</i> ₃ -Kante
Ausgangs-Niveau	1 <i>s</i>	2 <i>s</i>	2 <i>p</i> _{1/2}	2 <i>p</i> _{2/3}
O	543.1	41.6	-	-
F	696.7	-	-	-
Al	1559.6	117.8	72.95	72.55
Fe	7112	844.6	719.9	706.8
Co	7709	925.1	793.2	778.1
Ni	8333	1008.6	870.0	852.7
Gd	50239	8376	7930	7243

Tabelle A.2: Speicherringparameter

	Operations- energie [GeV]	maximal Ringstrom I [mA]	Injektions- zeiten
SLS [108]	2.4	400	3 min
ESRF [107]	6.0	200	12 h
SSRL [109]	3.0	350(500)	5 min

A.2 Magnetfeldkalibrierung

Der Elektromagnet der XFMR-Messkammer wird durch den Messrechner gesteuert. Das Steuersignal wird dafür durch das Messprogramm vom Messrechner digital an den RedLab Digital-Analog-Wandler gegeben und von dort als Steuerspannung an das Netzteil des Magneten. Das resultierende Magnetfeld wird mittels eines Hallsensors direkt am Polschuh des Magneten ausgelesen. Die Kalibrierkurve ist in Abbildung A.1 dargestellt und zeigt deutlich die Sättigung des Jochs und den linearen Anteil der Spule oberhalb von ca. 5 V.

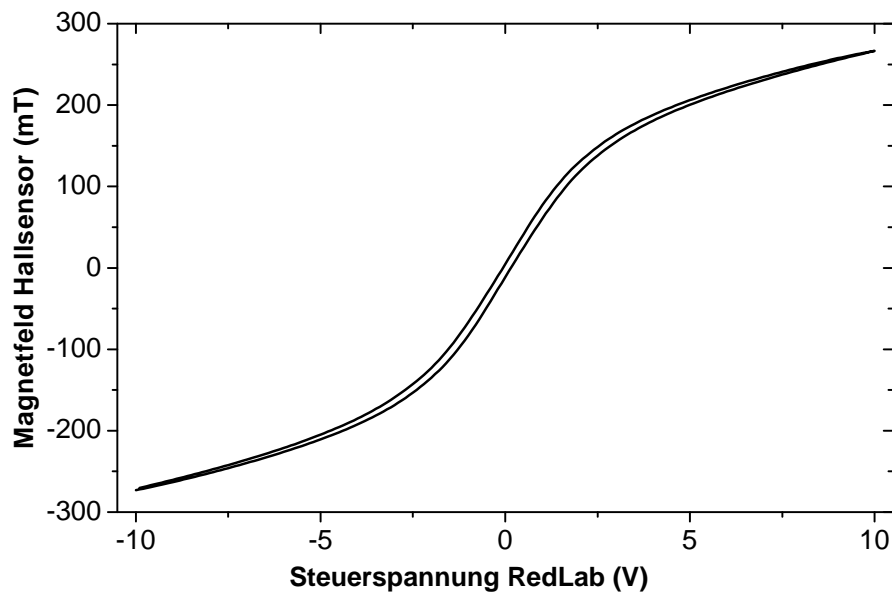


Abbildung A.1:

Kalibrierkurve des Magneten: Auftragung des mittels Hallsensor gemessenen Magnetfeldes über der Steuerspannung des RedLab Digital-Analog-Wandlers

A.3 Phasensignal

Bei der Detektion des XFMR Signals durch den Lock-In-Detektor kann neben der Amplitude des Messsignals auch die Phaseninformation zwischen Modulation und Probenstromsignal ausgewertet werden. In Abbildung A.2 ist das Phasensignal für eine Messung an der Fe L_3 -Kante für die beiden Polarisationsrichtungen der Röntgenstrahlung gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Phase bei der Position des konventionellen Resonanzfeldes sowohl für σ^+ (blau) und σ^- (zyan) ein Verhalten aufweist, wie es für eine Resonanzkurve zu erwarten ist.

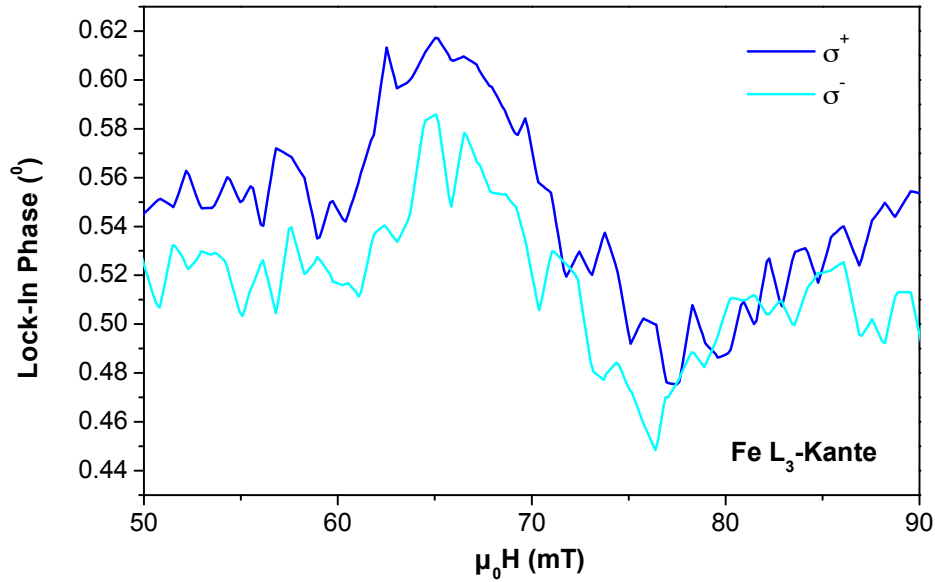


Abbildung A.2: Phasensignal des Probenstromsignals der XFMR für σ^+ (blau) und σ^- (zyan) an der Fe L_3 -Kante gemessen

A.4 Datenauswertung

Magnetfeldspektren

Die sorgfältige Auswertung der Messdaten ist, wie an verschiedenen Stellen der Arbeit deutlich wird, besonders wichtig. Ein wichtiger Aspekt bei der Messung sind Zeiteffekte, wie in Kapitel 4.3 anhand der Photonenenergiespektren beschrieben. Die zeitliche Stabilität ist jedoch auch bei den XFMR Spektren in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes relevant. Um die zeitliche Stabilität und die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu überprüfen wurden Messungen an der Fe L₃-Kante im Abstand von einem Tag aufgenommen (blau und zyan). Die Messdaten der Spektren liegen sehr gut aufeinander und sogar kleinere Signaturen in der Resonanzlinie, wie das schwächere Minimum bei niedrigerem externen Magnetfeld wird reproduziert. Dies deutet darauf hin, dass es sich bei dieser Signatur nicht um Rauschen handelt, sondern ein zeitlich stabiles Messsignal. In orange ist die Mittelung der beiden Datensätze gezeigt, die auch im Hauptteil der Arbeit diskutiert wurde.

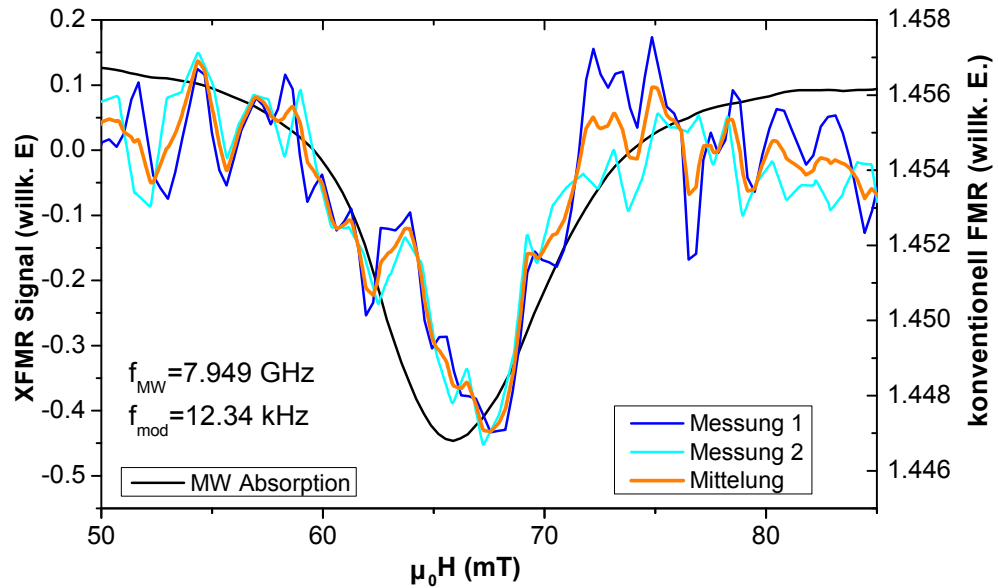


Abbildung A.3: Einzelmessungen der XFMR (blau und zyan), die im Abstand von einem Tag aufgenommen wurden und die Mittelung (orange)

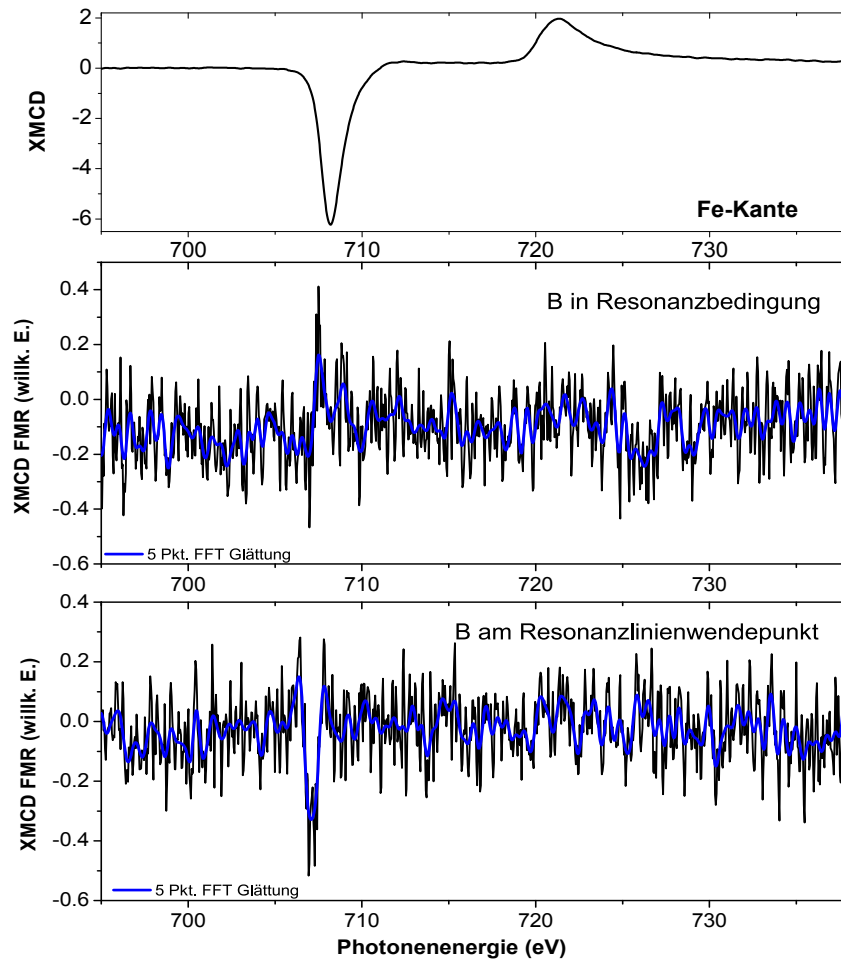


Abbildung A.4: XMCD (oben) und XMCD FMR Signal und eine Fünf-Punkt-FFT-Mittelung (blau) mit externem Magnetfeld und Mikrowelle in Resonanzbedingung (mitte) und nicht in Resonanz (unten) an der Fe $L_{3,2}$ -Kante aufgetragen über der Photonenergie

Photonenspektren

Die Photonenspektren wurden an der SLS im 'on-the-fly' Messverfahren aufgenommen. Die Photonenenergie wird kontinuierlich durchgeföhren und dabei werden permanent Messwerte aufgenommen und gleichzeitig die Photonenenergie rückgelesen. Dadurch entstehen Datensätze mit einer nicht äquidistanten x-Achse, allerdings mit vielen Datenpunkten. Zur Auswertung werden die Datensätze interpoliert und am Ende der Auswertung nach den jeweiligen Parametern getrennt gemittelt. Um das Rauschen, das durch die schneller Aufnahme zahlreichen Messwerte entsteht, zu reduzieren, wurde eine Fünf-Punkt-FFT-Glättung durchgeführt, wie in Abbildung A.5 dargestellt ist.

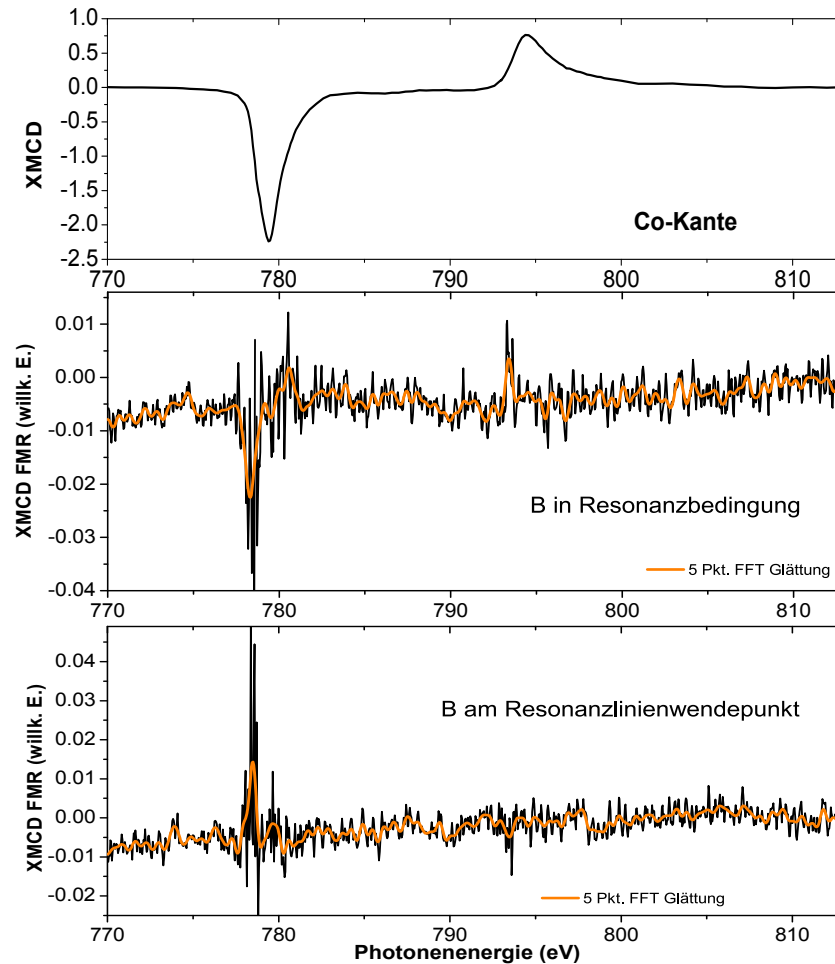


Abbildung A.5: XMCD (oben) und XMCD FMR Signal und eine Fünf-Punkt-FFT-Mittelung (orange) mit externem Magnetfeld und Mikrowelle in Resonanzbedingung (mitte) und nicht in Resonanz (unten) an der Co $L_{3,2}$ -Kante aufgetragen über der Photonenenergie

Literaturverzeichnis

- [1] I. Žutić, J. Fabian and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004)
- [2] A. Fert, *Angewandte Chemie* **120**(32), 6042 (2008)
- [3] B. Hillebrands and K. Ounadjela(Eds.), *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures, Topics in Applied Physics*, Vol. 83, Springer Verlag, Heidelberg (2002)
- [4] H. Dürr, T. Eimüller, H.-J. Elmers, S. Eisebitt, M. Farle, W. Kuch, F. Mattes, M. Martins, H.-C. Mertins, P. Oppeneer, L. Plucinski, C. Schneider, H. Wende, W. Wurth and H. Zabel, *Magnetism, IEEE Transactions on* **45**(1), 15 (2009)
- [5] W. E. Bailey, L. Cheng, D. J. Keavney, C.-C. Kao, E. Vescovo and D. A. Arena, *Phys. Rev. B* **70**, 172403 (2004)
- [6] J. Goulon, A. Rogalev, F. Wilhelm, N. Jaouen, C. Goulon-Ginet, G. Goujon, J. Ben Youssef and M. Indenbom, *JETP Letters* **82**, 696 (2005)
- [7] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, New York, international eighth edition (2005)
- [8] E. C. Stoner, *J. Phys. Radium* **12**(3), 372 (1951)
- [9] M. Farle, *Rep. Prog. Phys.* **61**(7), 755 (1998)
- [10] J. Lindner and M. Farle, *Springer Tracts in Modern Physics*, Springer Verlag, Heidelberg (2007)
- [11] P. Koidl, *Phys. Rev. B* **15**(5), 2493 (1977)
- [12] P. Sati, R. Hayn, R. Kuzian, S. Régnier, S. Schäfer, A. Stepanov, C. Morhain, C. Deparis, M. Laügt, M. Goiran and Z. Golacki, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 017203 (2006)
- [13] P. Bruno, *Phys. Rev. B* **39**(1), 865 (1989)
- [14] G. van der Laan, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 3239 (1998)

- [15] F. Wilhelm, P. Pouloupoulos, P. Srivastava, H. Wende, M. Farle, K. Baberschke, M. Angelakeris, N. K. Flevaris, W. Grange, J. P. Kappler, G. Ghiringhelli and N. B. Brookes, *Phys. Rev. B* **61**(13), 8647 (2000)
- [16] S. V. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press, Oxford (1966)
- [17] P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**(6), 3153 (1988)
- [18] P. Bruno, *J. Phys. F: Metal Phys.* **18**(6), 1291 (1988)
- [19] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder and J. J. de Vries, *Rep. Prog. Phys.* **59**(11), 1409 (1996)
- [20] R. Meckenstock and J. Pelzl, *J. Appl. Phys.* **81**(8), 5259 (1997)
- [21] I. Barsukov, *Magnetisierungsdynamik in dünnen Filmen*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2012)
- [22] D. Sander and J. Kirschner, *physica status solidi (b)* **248**(10), 2389 (2011)
- [23] J. Lindner, *Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle - Statik und Dynamik*, Dissertation, Freie Universität Berlin (2002)
- [24] C. Kittel, *Phys. Rev.* **71**, 270 (1947)
- [25] C. Kittel, *Phys. Rev.* **76**, 743 (1949)
- [26] A. Landé, *Zeitschr. Phys. A* **15**, 189 (1923)
- [27] A. Abragam and B. Bleaney, *Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions*, Clarendon Press, Oxford (1970)
- [28] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, IEEE Press, New York (2003)
- [29] L. D. Landau and J. M. Lifschitz, *Phys. Zeitschr. Sowjetunion* **8**, 152 (1935)
- [30] H. Suhl, *Phys. Rev.* **97**, 555 (1955)
- [31] T. Gilbert, *Magnetics, IEEE Transactions on* **40**(6), 3443 (2004)
- [32] M. Fähnle and D. Steiauf, *Phys. Rev. B* **73**, 184427 (2006)
- [33] R. Meckenstock, D. Spoddig, Z. Frait, V. Kambersky and J. Pelzl, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **272-276**, Part **2**(0), 1203 (2004)
- [34] V. Kamberský, *Phys. Rev. B* **76**, 134416 (2007)
- [35] M. Sparks, R. Loudon and C. Kittel, *Phys. Rev.* **122**, 791 (1961)

- [36] P. Pincus, M. Sparks and R. C. LeCraw, *Phys. Rev.* **124**, 1015 (1961)
- [37] R. M. White and M. Sparks, *Phys. Rev.* **130**, 632 (1963)
- [38] F. Bloch, *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946)
- [39] N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **78**, 572 (1950)
- [40] M. A. Garstens and J. I. Kaplan, *Phys. Rev.* **99**, 459 (1955)
- [41] V. Kamberský and C. E. Patton, *Phys. Rev. B* **11**, 2668 (1975)
- [42] M. J. Hurben and C. E. Patton, *J. Appl. Phys.* **83**(8), 4344 (1998)
- [43] R. C. Fletcher, R. C. LeCraw and E. G. Spencer, *Phys. Rev.* **117**, 955 (1960)
- [44] J. H. Hubbell, *J. Phys. Colloques* **32**, 14 (1971)
- [45] A. Scherz, *Spin-dependent X-ray Absorption Spectroscopy of 3d-Transition Metals: Systematics and Applications*, Dissertation, Freie Universität Berlin (2003)
- [46] H. Wende, *Reports on Progress in Physics* **67**(12), 2105 (2004)
- [47] C. Brouder, *J.Phys.: Condens. Matter* **2**(21), 701 (1990)
- [48] J. Stöhr and H. C. Siegmann, *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer Verlag, Berlin (2006)
- [49] P. A. M. Dirac, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **114**(767), 243 (1927)
- [50] E. Fermi, *Nuclear Physics*, University of Chicago Press, Chicago (1950)
- [51] J. J. Rehr and R. C. Albers, *Rev. Mod. Phys.* **72**(3), 621 (2000)
- [52] J. L. Erskine and E. A. Stern, *Phys. Rev. B* **12**(11), 5016 (1975)
- [53] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm and G. Materlik, *Phys. Rev. Lett.* **58**(7), 737 (1987)
- [54] U. Fano, *Phys. Rev.* **178**(1), 131 (1969)
- [55] B. T. Thole, P. Carra, F. Sette and G. van der Laan, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1943 (1992)
- [56] P. Carra, B. T. Thole, M. Altarelli and X. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 694 (1993)

- [57] C. T. Chen, Y. U. Idzerda, H.-J. Lin, N. V. Smith, G. Meigs, E. Chaban, G. H. Ho, E. Pellegrin and F. Sette, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 152 (1995)
- [58] K. Ayuel and P. F. de Châtel, *Phys. Rev. B* **61**, 15213 (2000)
- [59] J. Stöhr, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 470 (1999)
- [60] F. W. J. Goulon, A. Rogalev and G. Goujon, *Magnetism and Synchrotron Radiation*, Springer Verlag, Heidelberg (2010)
- [61] A. Rogalev, F. Wilhelm, N. Jaouen, J. Goulon and J.-P. Kappler, *Magnetism: Synchrotron Radiation Approach*, Springer Verlag, Heidelberg (2006)
- [62] Y. Acremann, J. P. Strachan, V. Chembrolu, S. D. Andrews, T. Tyliczszak, J. A. Katine, M. J. Carey, B. M. Clemens, H. C. Siegmann and J. Stöhr, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 217202 (2006)
- [63] R. K. Wangsness, *Phys. Rev.* **91**, 1085 (1953)
- [64] R. K. Wangsness, *Phys. Rev.* **111**, 813 (1958)
- [65] C. Kittel, *Phys. Rev.* **115**, 1587 (1959)
- [66] P. G. De Gennes, C. Kittel and A. M. Portis, *Phys. Rev.* **116**, 323 (1959)
- [67] G. Boero, S. Mouaziz, S. Rusponi, P. Bencok, F. Nolting, S. Stepanow and P. Gambardella, *New J. Phys.* **10**(1), 013011 (2008)
- [68] J. Vogel, W. Kuch, M. Bonfim, J. Camarero, Y. Pennec, F. Offi, K. Fukumoto, J. Kirschner, A. Fontaine and S. Pizzini, *Appl. Phys. Lett.* **82**(14), 2299 (2003)
- [69] M. Bonfim, G. Ghiringhelli, F. Montaigne, S. Pizzini, N. B. Brookes, F. Petroff, J. Vogel, J. Camarero and A. Fontaine, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3646 (2001)
- [70] J. Raabe, C. Quitmann, C. H. Back, F. Nolting, S. Johnson and C. Buehler, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 217204 (2005)
- [71] D. A. Arena, E. Vescovo, C.-C. Kao, Y. Guan and W. E. Bailey, *Phys. Rev. B* **74**, 064409 (2006)
- [72] S. Buschhorn, F. Brüssing, R. Abrudan and H. Zabel, *Journal of Synchrotron Radiation* **18**(2), 212 (2011)
- [73] S. Buschhorn, F. Brüssing, R. Abrudan and H. Zabel, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**(16), 165001 (2011)

- [74] S. Buschhorn, *Element resolved magnetization dynamics*, Dissertation, Universität Bochum (2011)
- [75] R. Salikhov, R. Abrudan, F. Brüßing, S. Buschhorn, M. Ewerlin, D. Mishra, F. Radu, I. A. Garifullin and H. Zabel, *Appl. Phys. Lett.* **99**(9), 092509 (2011)
- [76] T. Martin, G. Woltersdorf, C. Stamm, H. A. Dürr, R. Mattheis, C. H. Back and G. Bayreuther, *J. Appl. Phys.* **103**(7), 07B112 (2008)
- [77] I. Barsukov, *private Kommunikation* (2012)
- [78] K. Baberschke, *J. Phys.: Conference Series* **324**(1), 012011 (2011)
- [79] A. Melnikov, A. Povolotskiy and U. Bovensiepen, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 247401 (2008)
- [80] U. Bovensiepen, *J. Phys.: Condensed Matter* **19**(8), 083201 (2007)
- [81] J. Goulon, A. Rogalev, F. Wilhelm, N. Jaouen, C. Goulon-Ginet and C. Brouder, *Eur. Phys. J. B* **53**, 169 (2006)
- [82] J. Goulon, A. Rogalev, F. Wilhelm, C. Goulon-Ginet and G. Goujon, *J. Synchrotron Rad.* **14**(3), 257 (2007)
- [83] J. Goulon, A. Rogalev, F. Wilhelm, N. Jaouen, C. Goulon-Ginet, G. Goujon, J. B. Youssef and M. Indenbom, *J. Electron Spectrosc.* **156 - 158**(0), 38 (2007)
- [84] J. Goulon, A. Rogalev, G. Goujon, F. Wilhelm, J. B. Youssef, C. Gros, J.-M. Barbe and R. Guillard, *Int. J. Molecular Sciences* **12**(12), 8797 (2011)
- [85] J. Goulon, A. Rogalev, F. Wilhelm, G. Goujon, A. Yaresko, C. Brouder and J. B. Youssef, *New J. Phys.* **14**(6), 063001 (2012)
- [86] T. Martin, *Lagenaufgelöste Magnetisierungsdynamik in gekoppelten magnetischen Schichten*, Dissertation, Universität Regensburg (2008)
- [87] G. Boero, S. Rusponi, P. Bencok, R. S. Popovic, H. Brune and P. Gambardella, *Appl. Phys. Lett.* **87**(15), 152503 (2005)
- [88] G. Boero, S. Rusponi, J. Kavich, A. L. Rizzini, C. Piamonteze, F. Nolting, C. Tieg, J.-U. Thiele and P. Gambardella, *Rev. Sci. Instrum.* **80**(12), 123902 (2009)
- [89] G. Boero, S. Rusponi, P. Bencok, R. Meckenstock, J.-U. Thiele, F. Nolting and P. Gambardella, *Phys. Rev. B* **79**, 224425 (2009)

- [90] Y. Guan, W. E. Bailey, C.-C. Kao, E. Vescovo and D. A. Arena, *J. Appl. Phys.* **99**(8), 08J305 (2006)
- [91] Y. Guan, W. Bailey, E. Vescovo, C.-C. Kao and D. Arena, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **312**(2), 374 (2007)
- [92] D. A. Arena, E. Vescovo, C.-C. Kao, Y. Guan and W. E. Bailey, *J. Appl. Phys.* **101**(9), 09C109 (2007)
- [93] D. A. Arena, Y. Ding, E. Vescovo, S. Zohar, Y. Guan and W. E. Bailey, *Rev. Sci. Instrum.* **80**(8), 083903 (2009)
- [94] T. Martin, G. Woltersdorf, C. Stamm, H. A. Dürr, R. Mattheis, C. H. Back and G. Bayreuther, *J. Appl. Phys.* **105**(7), 07D310 (2009)
- [95] M. K. Marcham, P. S. Keatley, A. Neudert, R. J. Hicken, S. A. Cavill, L. R. Shelford, G. van der Laan, N. D. Telling, J. R. Childress, J. A. Katine, P. Shafer and E. Arenholz, *J. Appl. Phys.* **109**(7), 07D353 (2011)
- [96] P. Grychtol, R. Adam, S. Valencia, S. Cramm, D. E. Bürgler and C. M. Schneider, *Phys. Rev. B* **82**, 054433 (2010)
- [97] C. La-O-Vorakiat, M. Siemens, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, S. Mathias, M. Aeschlimann, P. Grychtol, R. Adam, C. M. Schneider, J. M. Shaw, H. Nembach and T. J. Silva, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 257402 (2009)
- [98] P. Grychtol, *Element-selective and time-resolved magnetic investigations in the extreme ultraviolet range*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, Forschungszentrum Jülich (2008)
- [99] R. Meckenstock, *Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Fe/Ag-Schichtsystemen mit der konventionellen und der orts aufgelösten ferromagnetischen Resonanz*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1997)
- [100] J. A. Young and E. A. Uehling, *Phys. Rev.* **94**, 544 (1954)
- [101] J. O. Artman, *Phys. Rev.* **105**, 74 (1957)
- [102] Z. Frait and D. Fraitova, *Spin Waves and Magnetic Excitations*, edited by A. S. Borovik-Romanov and S. K. Sinha, Vol. 2, Elsevier, Amsterdam (1988)
- [103] Z. Frait, D. Fraitova, C. Dufour, P. Mangin and G. Marchal, *Magnetics, IEEE Transactions on* **30**(2), 711 (1994)
- [104] J. Charles P. Poole, *Electron Spin Resonance*, Dover Publications, Inc., Mineola, New York (1996)

- [105] F. M. Römer, M. Möller, K. Wagner, L. Gathmann, R. Narkowicz, H. Zähres, B. R. Salles, P. Torelli, R. Meckenstock, J. Lindner and M. Farle, *Appl. Phys. Lett.* **100**(9), 092402 (2012)
- [106] N. Reckers, J. Cucchiara, O. Posth, C. Hassel, F. M. Römer, R. Narkowicz, R. A. Gallardo, P. Landeros, H. Zähres, S. Mangin, J. A. Katine, E. E. Fullerton, G. Dumpich, R. Meckenstock, J. Lindner and M. Farle, *Phys. Rev. B* **83**, 184427 (2011)
- [107] European Synchrotron Radiation Facility (2012), <http://www.esrf.eu/>
- [108] Swiss Light Source (Paul Scherrer Institut) (2012), <http://www.psi.ch/sls/>
- [109] Stanford Synchrotron Radiation Laboratory (2012), <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/>
- [110] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York, 2nd edition (1975)
- [111] D. Cocco and M. Zangrando, *Magnetism and Synchrotron Radiation*, Springer Verlag, Heidelberg (2010)
- [112] J. Goulon, A. Rogalev, C. Gaunthier, C. Goulon-Ginet, S. Paste, R. Signorato, C. Neumann, L. Varga and C. Malgrange, *J. Synchrotron Rad.* **5**, 232 (1998)
- [113] A. Rogalev, J. Goulon, C. Goulon-Ginet and C. Malgrange, *Magn. Synchrotron Rad.* **565**, 60 (2001)
- [114] CrysTec GmbH, 12555 Berlin, Germany (2012), www.crystec.de
- [115] H. Weinforth, *Strukturelle, elektrische und magnetische Eigenschaften dünner granularer $\text{Co}_x\text{C}_{1-x}$ und $(\text{Co/Pt})_x\text{C}_{1-x}$ -Schichten*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2003)
- [116] O. Posth, *Spin-Transfer-Torque in ferro/nichtferromagnetischen Säulenstrukturen*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2010)
- [117] N. Reckers, *Elektrische Detektion der Spindynamik in einzelnen ferromagnetischen Nanostrukturen*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2012)
- [118] CARL ZEISS MICROSCOPY GMBH, 07745 Jena, Germany (2012), www.zeiss.de/mikro
- [119] ALLRESIST GmbH, 15344 Strausberg, Germany (2012), www.allresist.de

- [120] M. Brands, O. Posth and G. Dumpich, *Superlattices and Microstructures* **37**(6), 380 (2005)
- [121] H. G. Boyen, G. Kastle, K. Zurn, T. Herzog, F. Weigl, P. Ziemann, O. Mayer, C. Jerome, M. Moller, J. P. Spatz, M. G. Garnier and P. Oelhafe, *Adv. Funct. Mater.* **13**(5), 359 (2003)
- [122] U. Wiedwald, K. Fauth, M. Heßler, H.-G. Boyen, F. Weigl, M. Hilgendorff, M. Giersig, G. Schütz, P. Ziemann and M. Farle, *Chem. Phys. Chem.* **6**, 2522 (2005)
- [123] C. Antoniak, *Magnetische Eigenschaften des Legierungssystems Fe-Pt*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2007)
- [124] A. Trunova, *Ferromagnetische Resonanz an oxidfreien magnetischen Fe und FeRh Nanopartikeln*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2009)
- [125] F. Kronast, N. Friedenberger, K. Ollefs, S. Gliga, L. Tati-Bismaths, R. Thies, A. Ney, R. Weber, C. Hassel, F. M. Römer, A. V. Trunova, C. Wirtz, R. Hertel, H. A. Dürr and M. Farle, *Nano Letters* **11**(4), 1710 (2011)
- [126] Bruker BioSpin GmbH, *I76287 Rheinstetten, Germany* (2012), www.bruker-biospin.com
- [127] A. Ney, *A New Design of an UHV High- T_c -SQUID Magnetometer: Absolute Determination of Magnetic Moments of 3d-Transition Metal Films*, Dissertation, Freie Universität Berlin (2001)
- [128] A. Ney, T. Kammermeier, V. Ney, K. Ollefs and S. Ye, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 3341 (2008)
- [129] QUANTUM Design, Inc. *11578 Sorrento Valley Road, San Diego, CA* (2012), www.qdusa.com
- [130] R. Bonin, M. L. Schneider, T. J. Silva and J. P. Nibarger, *J. Appl. Phys.* **98**(12), 123904 (2005)
- [131] B. Culity and C. Graham, *Introduction To Magnetic Materials*, Wiley, IEEE Press, Hoboken (2009)
- [132] A. Thompson, J. Kirz, D. Attwood, E. Gullikson, M. Howells, Y. L. J. Kartright, A. Robinson, J. Underwood, K.-J. Kim, I. Lindau, P. Pianetta, H. Winik, G. Williams and J. Scofield, X-ray data booklet (2009), Lawrence Berkeley National Laboratory
- [133] F. Nolting, *private Kommunikation* (2011)

- [134] A. Warland, C. Antoniak, M. Darbandi, C. Weis, J. Landers, W. Keune and H. Wende, *Phys. Rev. B* **85**, 235113 (2012)
- [135] A. Ney, A. Kovács, V. Ney, S. Ye, K. Ollefs, T. Kammermeier, F. Wilhelm, A. Rogalev and R. E. Dunin-Borkowski, *New J. Phys.* **13**(10), 103001 (2011)
- [136] D. Zhu, M. Guizar-Sicairos, B. Wu, A. Scherz, Y. Acremann, T. Tyliczszak, P. Fischer, N. Friedenberger, K. Ollefs, M. Farle, J. R. Fienup and J. Stöhr, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 043901 (2010)
- [137] Silson Ltd, *NN7 3DW Northampton, England* (2012), www.silson.com
- [138] R. Narkowicz, D. Suter and R. Stonies, *J. Magn. Resonance* **175**(2), 275 (2005)
- [139] R. Narkowicz, D. Suter and I. Niemeyer, *Rev. Sci. Instrum.* **79**(8), 084702 (2008)
- [140] A. Banholzer, R. Narkowicz, C. Hassel, R. Meckenstock, S. Stienen, O. Posth, D. Suter, M. Farle and J. Lindner, *Nanotechnology* **22**(29), 295713 (2011)
- [141] C. Hassel, *Spinabhängiger Transport in epitaktischen Fe-Leiterbahnen auf GaAs(110)*, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2009)
- [142] M. Möller, *FMR Simulator Version 2.2.1.6* (2011)
- [143] FEMTO GmbH, *10179 Berlin, Germany* (2012), www.femto.de
- [144] R. Meckenstock, *private Kommunikation* (2012)
- [145] R. Meckenstock, I. Barsukov, O. Posth, J. Lindner, A. Butko and D. Spodig, *Appl. Phys. Lett.* **91**(14), 142507 (2007)
- [146] R. Meckenstock, *Rev. Sci. Instrum.* **79**(4), 041101 (2008)
- [147] N. Mecking, Y. S. Gui and C.-M. Hu, *Phys. Rev. B* **76**, 224430 (2007)
- [148] A. Ney, T. Kammermeier, V. Ney, S. Ye, K. Ollefs, E. Manuel, S. Dhar, K. H. Ploog, E. Arenholz, F. Wilhelm and A. Rogalev, *Phys. Rev. B* **77**, 233308 (2008)
- [149] A. Ney, T. Kammermeier, K. Ollefs, V. Ney, S. Ye, S. Dhar, K. Ploog, M. Röver, J. Malindretos, A. Rizzi, F. Wilhelm and A. Rogalev, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**(9-12), 1162 (2010), Proceedings of JEMS
- [150] A. Ney, K. Ollefs, S. Ye, T. Kammermeier, V. Ney, T. C. Kaspar, S. A. Chambers, F. Wilhelm and A. Rogalev, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 157201 (2008)

- [151] J. Kuneš and V. Kamberský, *Phys. Rev. B* **65**, 212411 (2002)
- [152] J. Kuneš and V. Kamberský, *Phys. Rev. B* **68**, 019901 (2003)
- [153] D. Steiauf and M. Fähnle, *Phys. Rev. B* **72**, 064450 (2005)
- [154] C. Scheck, L. Cheng, I. Barsukov, Z. Frait and W. E. Bailey, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 117601 (2007)
- [155] O. Hjortstam, J. Trygg, J. M. Wills, B. Johansson and O. Eriksson, *Phys. Rev. B* **53**, 9204 (1996)
- [156] W. L. O'Brien and B. P. Tonner, *Phys. Rev. B* **50**, 12672 (1994)
- [157] S. Eisebitt, J. Lüning, W. F. Schlotter, M. Lörger, O. Hellwig, W. Eberhardt and J. Stöhr, *Nature* **432**, 885 (2004)

Danksagung

"Last but not least" möchte ich all denen, die zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben, meinen Dank aussprechen. Einige von ihnen will ich aber noch einmal explizit erwähnen.

An erster Stelle bedanke ich mich herzlich bei **Prof. Dr. Michael Farle** für die Diskussions- und Hilfsbereitschaft sowie die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe anzufertigen.

Mein ganz besonderer Dank geht an die XFMR-Truppe, in der wir durch viele nervenaufreibende Messzeiten und spannende Diskussionen viel gelernt haben ... und hoffentlich auch in Zukunft werden:

Bei **Prof. Dr. Andreas Ney** bedanke ich mich für seine Begeisterung, mit der wir Probleme und Fragestellungen aller Bereiche von A wie Absaugblech bis Z wie Zn K-Kanten diskutieren konnten, **Dr. Ralf Meckenstock** danke ich für seine Beharrlichkeit, mit der er die 'FMR-Seite' der XFMR vertreten hat und **Dr. Detlef Spoddig** für die Hilfe bei allen möglichen und unmöglichen experimentellen Basteleien, für die er sich mindestens 10 Schokotorten verdient hat.

Dr. Christoph Hassel, **Nathalie Reckers** und **Christian Schöppner** danke ich ausgesprochen herzlich für die Unterstützung und freundschaftliche Gesellschaft an SEM und Aufdampfanlage.

Für Lösungen zu technischen Problemen aller Art möchte ich **Horst Zähres** danken sowie **Dieter Schädel** für perfekte Anfertigung unzähliger Bauteile der Messapparatur.

Helga Mundt und **Sabina Grubba** danke ich dafür, dass ich die Teamassistenz nie ohne eine Lösung für alle möglichen organisatorischen Probleme verlassen musste.

Ivan Titov und **Dr. Verena Ney** danke ich besonders für die Gesellschaft im Büro und die manchmal spannenden wissenschaftlichen und manchmal einfach nur angenehmen Diskussionen.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Farle danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und eine gute Portion Humor.

Ich danke den Wissenschaftlern **Dr. Fabrice Wilhelm**, **Dr. Andrei Rogalev**, **Prof. Dr. Frithjof Nolting** und **Dr. Hendrik Ohldag**, mit denen ich an den verschiedenen Beamlines zusammengearbeitet habe, für die zahlreichen Hilfestellungen bei den Experimenten.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen, die sich die Zeit genommen haben dieses Manuskript kritisch zu lesen.

Mein ganz besonderer Dank geht an **meine Eltern** und **Freunde**, auf deren Unterstützung ich mich immer verlassen konnte.